ORSAY
Série A
N° d'ordre
844

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

par

G. Jacques SAYAG

CHAMBRES A ETINCELLES ET RESONATEURS A LIGNE EN RADIOFREQUENCES

Soutenue le 28 septembre 1971, devant la Commission d'Examen

MM. P. GRIVET — Président

A. KASTLER

J.F. DETŒUF
A. SEPTIER — Examinateurs
J. POTTIER

ORSAY
Série A
N° d'ordre
844

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS - SUD
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

par

G. Jacques SAYAG

CHAMBRES A ETINCELLES ET RESONATEURS A LIGNE EN RADIOFREQUENCES

Soutenue le 28 septembre 1971, devant la Commission d'Examen

MM. P. GRIVET — Président

A. KASTLER

J.F. DETŒUF
A. SEPTIER — Examinateurs
J. POTTIER

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

A MICHEL
DANIELLE
VERONIQUE
ET
CORINNE

REMERCIEMENTS

Si tout le coeur mis dans cet ouvrage pouvait y transparaître en filigrane, témoignant ainsi du respect que je porte à mes maîtres et, à travers eux, à la Science en général, mon travail n'aurait pas été vain. Tous ceux, proches ou lointains, grâce auxquels cette besogne a pu naître et s'achever trouveraient, en elle-même, leur remerciement "intrinsèque", pour ainsi dire, et je serais dispensé de le faire nommément.

Mais, comme il est d'usage d'exprimer, à cette place, ce qui est implicite, je dirais tout d'abord ma très vive reconnaissance et mon admiration à l'égard de Monsieur le Professeur A. KASTLER dont j'eus la chance de recevoir, à l'E.N.S. de Saint-Cloud, l'excellent enseignement et, à propos de ce travail, une communication de base, qui lui imprima la première impulsion.

La seconde impulsion vint de l'accueil sympathique manifesté par Monsieur le Professeur P. GRIVET envers les premiers résultats expérimentaux que je lui soumis. A sa boutade souriante : "Vous n'avez pas de chance, je suis spécialiste des lignes", je compris que j'en avais beaucoup. Il me fut agréable de me référer souvent à sa "Physique des Lignes", si utile au chercheur et je le remercie d'avoir bien voulu accepter de juger mon travail.

Je me souviendrai toujours de mon premier contact avec la physique nucléaire lors d'une Conférence de Monsieur le Professeur A. BERTHELOT, qui détermina ma vocation. Une bonne part de ma préparation à ce travail fut acquise dans son laboratoire, aux côtés des chercheurs de son équipe dont, Monsieur J.F. DETOEUF, Chef du Service des Compteurs et Chambres à Etincelles au D.Ph.P.E. de SACLAY, que je remercie très sincèrement d'avoir accepté, outre sa participation au jury, la charge de rapporteur.

Monsieur J. POTTIER, Chef du Service d'Instrumentation Nucléaire au C.E.N. de SACLAY, m'a offert, depuis plusieurs années, l'hospitalité de son laboratoire. Je le remercie très vivement de m'avoir permis d'y travailler, en toute indépendance, au rythme imposé par ma tâche d'enseignant et des discussions fructueuses que nous eûmes, sur des sujets d'intérêt commun. Dans une ambiance cordiale, j'ai reçu, avec ses conseils, toutes les facilités matérielles utiles à l'accomplissement de ce travail.

Je remercie beaucoup Monsieur A. SEPTIER d'avoir suivi ce travail et d'avoir carillonné assez souvent, afin de rappeler au chercheur, par trop contemplatif, l'existence de la quatrième dimension. Mais comment pouvais-je susciter la conviction de mes "juges" avant d'avoir éprouvé moi-même, selon le mot de FRESNEL, cette approbation intérieure qui a toujours été la plus douce récompense de mes efforts ? [1] *p. 224.*

J'en vins à douter, au premier "coup de gong", si les trois semaines d'acharnement, au bout desquelles je parvins à me détacher des définitions préliminaires (ch. II, 1 et fig. 4) et du tableau comparatif général (planche I) que je tenais à lui associer, ne constituaient pas un gâchis stupide. Le réconfort naquit d'une lecture de LOUIS de BROGLIE dont un extrait figure au bas de la page 23. Un autre paragraphe, issu du même livre, acheva de me rassurer :

... il avait un grand souci de la perfection et sans doute ne trouvait-il jamais que ses exposés fussent assez clairs et assez complets. Tous ceux qui ont beaucoup rédigé savent que les rédactions ne sont jamais parfaites et qu'elles contiennent toujours des lacunes et des inexactitudes. Mais ces petites imperfections sont un risque qu'il faut savoir courir pour fournir aux autres des instruments de travail, et Langevin a eu tort de ne pas se résigner plus souvent à le courir. [Br 1] p. 264.

Messieurs CHARPAK et SCHNEIDER du C.E.R.N. ainsi que Messieurs CAVALLERI, GATTI et Mademoiselle INTERLENGHI du C.I.S.E. de Milan voudront bien trouver également ici l'expression de toute ma gratitude pour le chaleureux accueil qu'ils m'ont réservé.

Le Service Central de Documentation de SACLAY, en la personne de Messieurs JEANNIN et DEWIERE notamment, a fourni un travail important pour le montage et le tirage des figures et des planches. Je les en remercie, au même titre que Madame LERICQUE, pour les textes en italique.

La dactylographie soignée de ce rapport a valu, à Madame RIBOT, secrétaire à la Faculté des Sciences d'Orsay, le sacrifice de la totalité de ses moments de loisir, pendant près de trois mois. Je lui exprime toute ma reconnaissance pour son dévouement et sa conscience professionnelle.

Enfin, mes obligations familiales m'auraient empêché de mener à bien cette tâche, sans un conjoint à la hauteur, auquel je dois rendre hommage.

PLAN

I - INTRODUCTION 9

II - CONDITIONS DE REVELATION DES TRACES DANS UNE CHAMBRE A RADIOFREQUENCES.

1 - Définitions générales relatives aux chambres à étincelles 17

A. Définitions - Classification suivant le mode de fonctionnement temporel 18

B. Classification suivant la forme spatiale et le type de décharge 27

C. Classification suivant le mode d'enregistrement 30

2 - Etude théorique du comportement des électrons-germes sous l'effet d'une impulsion périodique 31

A. Formation de l'image latente - choix du gaz 32

B. Evolution de l'image latente - mémoire 36

C. Révélation de l'image latente : impulsion H.F 51

D. Comparaison aux régimes de streamer et d'étincelle-Conclusion 65

III - METHODES ACTUELLES DE PRODUCTION DES IMPULSIONS DE HAUTE TENSION A DECLENCHEMENT RAPIDE

1 - Stockage d'énergie électrostatique dans un condensateur 75

A. Décharge apériodique dans une résistance 75

B. Décharge apériodique interrompue 77

C. Décharge pseudo-périodique dans des circuits oscillants couplés 77

2 - Stockage dans plusieurs condensateurs 80

A. Générateur de MARX 80

B. Générateurs à ligne artificielle 82

3 - Stockage d'énergie électrostatique dans une ligne à paramètres distribués 93

4 - Stockage d'énergie magnétostatique dans une inductance 94

A. Expériences préliminaires 94

B. Réservoirs supraconducteurs 96

5 - Modifications de la forme des impulsions obtenues 99

A. Bobinage classique 99

B. Bobinage en câble coaxial sur ferrite 102

IV - NOUVELLE METHODE : EXTRACTION DE L'ENERGIE DE RESONANCE DES LIGNES

1 - Etude du principe 105

A. Stockage - résonance 105

B. Extraction 108

2 - Généralisation 111

3 - Forme sous laquelle on recueille l'énergie 113

A. Décharge de la ligne chargée sous une tension continue 114

B. Décharge de la ligne chargée en résonance quart d'onde 119

4 - Qualités requises pour les lignes-réservoir résonnantes 125

A. Quantité d'énergie stockée 125

B. Rendement 127

C. Surtension - avantage du stockage H. F. 128

D. Tension résiduelle 129

E. Temps de retard 130

F. Exploration continue du domaine des fréquences 130

5 - Conclusion 131

V - CONSTRUCTION DES LIGNES-RESERVOIR RESONNANTES

1 - Détermination a priori de la structure, de la forme et des dimensions 133

A. Structure - forme 133

B. Dimensions 135

2 - Nature du noyau et réalisation pratique 144

A. Ligne à air 144

B. Ligne cryogénique 145

C. Noyau magnétique 149

3 - Performances 150

A. Tenue en tension 150

B. Vitesse de phase - impédance caractéristique 150

C. Coefficient de qualité 151

VI - MESURE DES CARACTERISTIQUES DES LIGNES CONSTRUITES : EXPLORATION COMPLETE ET ANALYSE DES SPECTRES EXPERIMENTAUX.
APPLICATIONS : NOUVELLES METHODES DE MESURE

1 - Méthodes par impulsions 153

A. Charge et décharge en continu 153

B. Echos 155

C. Générateur d'impulsions 156

2 - Mesures en onde monochromatique 156

A. Montage expérimental 156

B. Premiers résultats 159

C. Construction précise des spectres 162

D. Dérive 164

3 - Analyse des spectres par la théorie des circuits 166

A. Formule fondamentale 166

B. Images du court-circuit et du circuit ouvert théorique en fonction de la fréquence 167

C. Image de la capacité parasite de sortie 172

D. Méthode de détermination graphique simultanée des capacités parasites et des fréquences de résonance (faibles pertes) 174

E. Résumé des propriétés géométriques des spectres, relativement aux capacités parasites et aux fréquences de résonance (faibles pertes) 177

4 - Exploitation des résultats : mesures approchées (faibles pertes)

A. Vitesse de phase 178

B. Constante d'atténuation et impédance caractéristique 180

C. Contrôle de la théorie des circuits - spectres semi-théoriques 182

D. Répartition des tensions sur la ligne 184

5 - Méthode de mesure sans approximation (pertes élevées)

A. Détermination analytique exacte des quatre caractéristiques d'une ligne. 185

B. Détermination graphique exacte des mêmes paramètres, au moyen d'un abaque nouveau 185

6 - Prolongements de l'analyse des spectres à faibles pertes 189

A. Extrêmums - Nouvelle expression de α 189

B. Relations de DISPERSION 193

C. Points d'inflexion du graphe de la capacité d'entrée (court-circuit). Nouvelles méthodes de mesure 203

7 - Condensation des résultats 204

VII - EXPERIMENTATION A GRANDE PUISSANCE

1 - Fonctionnement des lignes construites sur l'émetteur 207

A. L'émetteur 207

B. Résultats dans l'air 208

C. Cryogénie de l'expérience 211

2 - Fonctionnement avec les chambres à étincelles 217

A. Chambre à gap variable 217

B. Chambre à projection 217

VIII - CONCLUSION GENERALE 223

- APPENDICE I 229

- APPENDICE II. Ionisation spécifique - Sections efficaces. 231

- APPENDICE III. Vitesse moyenne et vitesse de dérive des électrons dans un champ électrique constant. 237

- APPENDICE IV. Intégrale d'une distribution normale à trois dimensions (ou de la loi de MAXWELL). 241

- APPENDICE V. Paraboloïde d'avalanche électronique. 245

- BIBLIOGRAPHIE. 247

TABLE DES PLANCHES

- PLANCHE I. Détecteurs de rayonnement à lumière.

- PLANCHE II. Etude du transformateur à ferrite au Wobuloscope.

- PLANCHE III. Répartition des tensions sur une ligne résonnante.

- PLANCHE IV. Premier spectre expérimental de la capacité d'entrée.

- PLANCHE V. Nouveau spectre de la capacité d'entrée au synthétiseur.

- PLANCHE VI. Nouveau spectre de la résistance d'entrée au synthétiseur.

- PLANCHE VII. Vitesse de phase et résistance caractéristique en fonction de la fréquence (ligne téflon).

- PLANCHE VIII. Variation du coefficient d'atténuation en fonction de la fréquence.

- PLANCHE IX. Condensation des résultats sur l'abaque de SMITH - Sa relation avec le diagramme cartésien.

- PLANCHE X. Extraction de l'énergie d'une ligne résonnante en fonction de l'impédance de charge et de la fréquence.

- PLANCHE XI. Schéma général de l'installation.

- PLANCHE XII. Révélation des traces de rayons α dans la chambre à radiofréquences.

CHAPITRE I

INTRODUCTION

Depuis le début de mes recherches sur la détection des particules chargées dans les gaz (1950-51), j'ai bénéficié de l'hospitalité du C.E.A et de ses moyens de travail, bien qu'appartenant à l'Université.

Dès cette époque, les récents progrès de l'électronique (amplificateurs linéaires, premier sélecteur à canaux construit au Fort de Châtillon) permettaient la mise en évidence de particules ionisantes, individuelles (α de l'Uranium) et leur statistique en énergie. On collectait, pour chacune d'elles, les quelque 10^5 électrons primaires créés le long de sa trajectoire, sur le plateau anode d'une chambre d'ionisation à grille remplie d'argon sous 1 atm. L'impulsion, proportionnelle à l'énergie, était automatiquement classée et comptée. Une des premières déterminations de l'énergie et de la période de la raie peu intense de ^{235}U, dans le spectre α de l'uranium naturel, était rendue possible [Sa 1] et [Sa 2].

Mais aucune information sur la direction de la trajectoire à l'intérieur de la chambre n'était fournie par cette méthode, lacune importante dans l'étude des réactions nucléaires que des procédés électroniques tendaient à combler [Va 1] p. 38. Aussi, les détecteurs à lumière (autolumineux ou non) tels que la chambre de Wilson déclenchée, le compteur Čerenkov (pour faisceaux quasi-cylindriques relativistes), les scintillateurs, la chambre à bulle et enfin la chambre à étincelles se sont-ils développés par la suite.[1] Le ta-

---

1) Les deux premiers types ont fait l'objet de mes travaux au laboratoire de M. A. Berthelot : chambre de Wilson déclenchée par rayons cosmiques (1953 - non publié) et Čerenkov à fréon pour l'étude des réactions π^-, p sur le faisceau de Saturne [Sa 3].

bleau I(pl.I) indique les ordres de grandeur des résolutions spatiale et temporelle de ces derniers, comparativement aux émulsions nucléaires dont la résolution spatiale est excellente et la résolution temporelle nulle.

Mais c'est surtout au développement vertigineux des chambres à étincelles, dont les dimensions actuelles peuvent atteindre plusieurs mètres (suivant la longueur) [Li 3] et le nombre dépasser soixante dans une même expérience [Mo 2], lié au développement des ordinateurs, que nous avons assisté durant ces dix dernières années. Impatients d'atteindre au plus vite l'extrême limite des possibilités de ces chambres, les expérimentateurs leur ont appliqué des impulsions électriques d'une grande brièveté et d'une puissance colossale, franchissant largement le domaine linéaire, en sorte que deux évènements semblables (paire électron-positron par exemple) donnaient des brillances très inégales [Ga 2] p. 266, photo n°4. Très vite, la masse des informations contenues dans la paire de clichés stéréoscopiques, concernant des trajectoires à reconstituer dans l'espace par le calcul, nécessita l'emploi du dépouillement automatique, transcrivant les informations sur film magnétique dont le traitement fut confié à des ordinateurs. Il apparut dès lors que l'intermédiaire du film photographique n'était plus nécessaire : autant faire explorer directement à l'ordinateur tout l'espace de la chambre en " digitalisant ", soit par vidicon [Pe 1], soit par introduction de réseaux de fils parallèles (croisés ou non) dont chacun conduira directement sur le ruban magnétique l'indication d'une étincelle et sa position [Ne 1]. On est même allé très loin dans cette structuration associant miniaturisation et gigantisme : 40 fils/cm [Fi 2].

Enfin on s'est aperçu que l'information gagnée en lumière et perdue en densité d'ionisation n'avait aucune utilité pour un enregistrement magnétique d'où l'abaissement des tensions d'excitation jusqu'au paradoxe des chambres à étincelles sans étincelles ! Pour retrouver la linéarité de l'information sur la densité des électrons primaires, CHARPAK et son équipe du CERN construisent les " chambres proportionnelles " [Ch 1] et [Ch 2], à excitation permanente, semblables aux anciens empilements de compteurs (hodoscopes), où il faut surtout éviter l'étincelle, et leurs expériences rejoignent celles des compteurs multifils décrits par ROSSI et STAUB il y a vingt ans [Ro 4] p. 97. La boucle de l'histoire s'est refermée sur ce singulier retour de flamme ! Au demeurant, nous retiendrons la conclusion de CHARPAK, rapporteur au colloque in-

ternational sur l'électronique nucléaire en 1968 [C. 1] : "... toutes ces recherches ont été fructueuses, car il apparaît que, dans certaines conditions spécifiques, certaines méthodes exotiques sont les seules qui puissent être utilisées".

C'est dans un tel contexte, rapidement évolutif, que s'inscrivent les recherchent mentionnées ici. Elles ont pour origine un mémoire théorique, non publié, dont l'auteur, Monsieur le Professeur A. KASTLER, m'a confié la réalisation en 1963. Ce mémoire donne les conditions de fonctionnement d'une chambre à étincelles excitée par une impulsion de champ électrique sinusoïdal, en radiofréquences, destinée à "chauffer" les électrons (primaires) produits sur la trajectoire d'une particule ionisante ayant traversé le gaz de la chambre. A la différence des procédés d'usage courant, celui-ci se fonde essentiellement sur l'excitation des molécules du gaz par les électrons accélérés jusqu'à une vitesse propre de l'ordre de 10^8 cm/s, en moyenne, telle que l'énergie cinétique moyenne ($\approx$ 10 à 20 eV) corresponde, pour les gaz rares, à une probabilité d'excitation maximale [La 1] p. 29 et [Pa 1] p. 60 et d'ionisation très faible, le maximum de la section efficace d'ionisation se situant vers 100 eV [Me 1] p. 12 et [Pa 1] p. 67. La linéarité est conservée : on obtient une chambre à lumière proportionnelle ou "chambre à lumière" ("light chamber", selon la première dénomination de l'équipe italienne de CAVALLERI et GATTI [Ar 1]), qu'ils ont encore appelée : "Gas-amplified scintillation chamber" c'est-à-dire : "chambre à scintillation avec amplification lumineuse par gaz" [Ca 1]. En fait, la scintillation n'est utilisée qu'au déclenchement (ch. II, 1. A.) mais on montrera qu'en effet (ch. II, 2) une multiplication des électrons primaires doit intervenir.

Une telle expérience, correspondant à la vocation normale du Service d'Instrumentation Nucléaire du C. E. A de SACLAY, dirigé par Monsieur J. POTTIER, que la théorie des chambres à lumière avait déjà préoccupé, trouva sa réalisation dans ses laboratoires.

Les premiers essais de chambre à champ électrique oscillant, en régime non linéaire, utilisèrent, dès 1960 (chambre à "décharge" "micro-ondes" de FUKUI et ses collaborateurs [Fu 1]), les techniques existantes : magnétrons des radars, susceptibles de produire des impulsions rectangulaires à structure sinusoïdale, de grande puissance, bien calibrées et à déclenchement rapide. Or, dans ce domaine des ultra-hautes-fréquences ($\approx$ GHz)

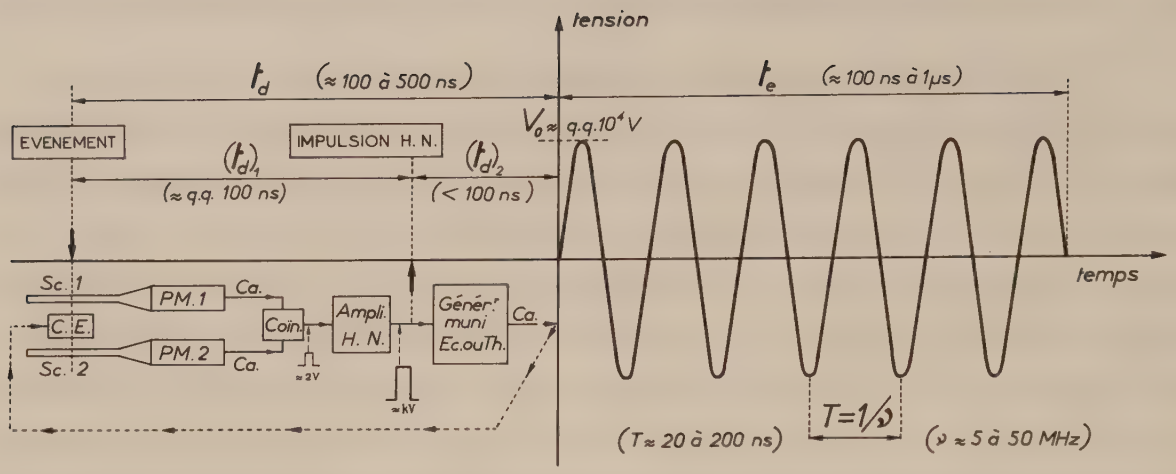


Figure 1 : Schéma de production d'une impulsion idéale pour l'excitation d'une chambre à radiofréquences.

t_e = temps d'excitation ; t_d = temps de retard = $(t_d)_1 + (t_d)_2$.

Le premier retard $(t_d)_1$ résulte du temps de formation de l'impulsion de puissance (Haut-Niveau) nécessaire à l'amorçage de l'éclateur (ou du thyratron) qui commande le générateur. Il se compose de la somme des retards engendrés par les éléments de la chaîne : scintillateurs (Sc), photomultiplicateurs (PM), câbles (Ca) amplificateur à coïncidence (coïn) et amplificateur Haut-Niveau (H. N). Le retard $(t_d)_2$ du générateur (faisant l'objet de notre travail) comporte au moins celui de l'éclateur ou du thyratron de déclenchement.

Les ordres de grandeurs sont tirés de la littérature (champ unidirectionnel ou oscillatoire amorti).

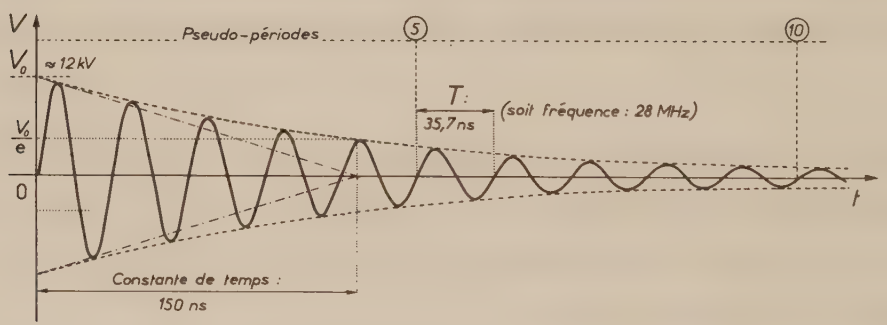


Figure 2 : Impulsion d'excitation de la chambre à "lumière" de CAVALLERI et al, représentée, à l'échelle, d'après les données des auteurs ([Ca 2] - Janvier 1966).
(La tension est rapportée à 1 cm d'espace inter-électrodes).

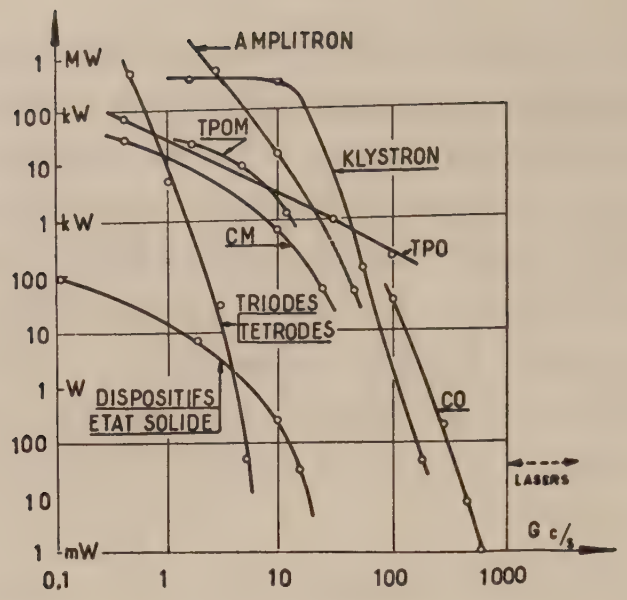
les dimensions transversales du guide d'ondes utilisé, à la fois comme cavité résonnante et comme milieu de chambre à étincelles, sont de l'ordre de $\lambda/2$ (mode TE_{10}), soit quelques centimètres, ce qui donne un volume utile de quelques centimètres cubes dans lequel l'amplitude du champ électrique n'est pas constante : elle décroît en demi-sinusoïde du centre vers les parois du guide [Fu 2]. Pour doubler le volume sensible, on a imaginé, plus tard, de replier le résonateur sur lui-même, de manière à superposer deux ventres de champ électrique [Do 2] que l'on visait simultanément à travers un système de fentes percées dans la paroi du guide. Mais le résultat, encore limité aux très petits volumes, reste inexploité.

On peut s'étonner que le domaine des ondes courtes de la radio (ondes décamétriques $\approx$ 30 m, soit $\approx$ 10 MHz) où ne se pose pas le problème de l'uniformité du champ électrique à l'intérieur de grands volumes ($\approx$ m^3) n'ait jamais été réellement, à notre connaissance, l'objet d'études systématiques et précises, avant celles présentées ici. Ce fait est d'autant plus surprenant que, pendant les dix années qui suivirent cette première publication des japonais [Fu 1], énumérant, à l'appui de leur expérience, les avantages de la chambre à champ oscillant sur la chambre à champ unidirectionnel[2)], tant de bons auteurs [Ar 1], [Ro 1] p. 329 ("chambres à lumière"), [Ch 3] p. 366, etc... ont multiplié les arguments en sa faveur (faible étalement de la trace dans la direction du champ électrique, symétrie de cet étalement par rapport à la trajectoire réelle, brillance augmentée à égale énergie d'excitation, proportionnalité de cette brillance à la densité d'ionisation primaire, et pas de discontinuités comparables à celles des traces de la chambre à streamer). Comment expliquer, dès lors, que russes et américains aient ignoré, jusqu'ici, la chambre à radiofréquences ? A-t-on méprisé le domaine de la H.F. devenue la B.F. des hyperfréquences ou bien le moyen pratique de réaliser l'expérience faisait-il défaut ?

Les efforts effectués dans cette voie, depuis 1961, aux laboratoires du C.I.S.E. (Milan) et de Frascati, par le groupe de G. CAVALLERI et E. GATTI, semblent indiquer qu'il s'agit du second terme de cette alternative : aucun système électronique simple de production d'impulsions calibrées, en ondes décamétriques, de très haute tension et à déclenchement rapide (fig. 1)

---

2) employé souvent pour "unisens".



Puissances maxima 1964 continues ou moyennes.

Figure 3 : Champ d'utilisation des générateurs de puissance micro-ondes. (Noter en particulier la limitation du KLYSTRON à 1 GHz).

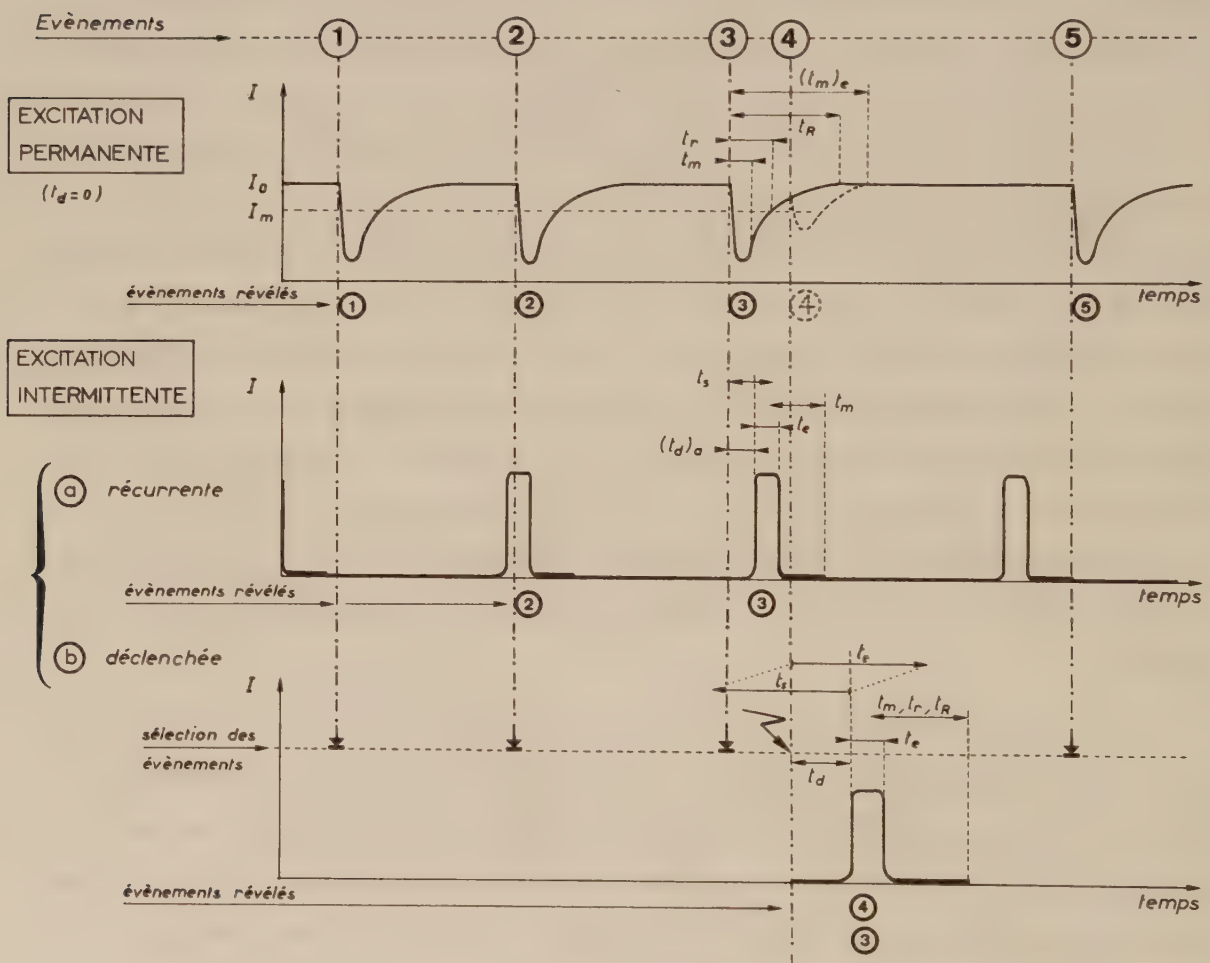


Figure 4 : Modes de fonctionnement temporel des détecteurs de rayonnement. Durées des différentes phases d'une séquence de travail. L'intensité d'excitation I représente l'amplitude d'une tension, d'une détente etc...

ne paraissait connu avant celui que nous allons développer au chapitre IV. En effet, les méticuleuses recherches de ce groupe, entourant leurs premières expériences de précautions, avérées plus tard superflues, (ultra-vide, purification, anneau de garde, champ de balayage etc...) [Ar 2] p. 215, n'utilisèrent cependant que des impulsions oscillatoires assez fortement amorties [Ca 1] p. 1286 et [Ca 2] p. 289 (représentées sur la fig. 2). GATTI relate en outre, au cours d'une discussion avec ZACHAROV [Ca 3] p. 241, que l'amortissement est encore accru lorsqu'une décharge traverse la chambre car le circuit résonnant, dont elle constitue l'élément capacitif (ch. III, 1. A. b.) voit sa résistance parallèle ($\approx 10^5 \Omega$) diminuer notablement. Cet inconvénient ne saurait se produire avec notre système, vu que la chambre à étincelles, distincte du résonateur à ligne qui délivre l'impulsion se place en parallèle sur son impédance itérative (≈ 3 k Ω) dont elle ne fait pratiquement pas varier la valeur au cours de la décharge . D'ailleurs, dans ce mode d'excitation par ondes amorties, CHARPAK ne considérait comme efficaces que les toutes premières oscillations [Ch 3] p. 330 et réalisait lui-même, au moyen d'un tube modulateur de radar, une impulsion de pseudo période égale à 3 µs, complètement éteinte au bout de 6 µs [Ch 4] p. 665.

Force nous était donc de constater, dans ce domaine de fréquences, le retard de l'électronique sur les besoins, contrairement à la grande variété de générateurs de puissance disponibles en hyperfréquences [Gu 1] p. 410 et dont on voit le champ d'utilisation limité inférieurement à quelques centaines de mégahertz (fig. 3). Aussi, abordée comme un moyen de produire des impulsions adéquates, l'étude des lignes à retard a-t-elle été finalement menée comme une fin en soi et c'est ce qui explique le plan précédent où on leur a consacré une place prépondérante.

CHAPITRE II

CONDITIONS DE REVELATION DES TRACES DANS UNE CHAMBRE A RADIOFREQUENCES

1- Définitions générales relatives aux chambres à étincelles :

La grande diversité des chambres à étincelles, dont la dénomination peut varier selon les auteurs et la propriété considérée, nécessite une classification sommaire. Celle-ci va s'opérer en fonction de paramètres que l'analyse du fonctionnement découvrira.

Le procédé de détection, commun à tous les détecteurs de rayonnement : chambre d'ionisation, compteur (proportionnel ; Geiger-Müller ; à étincelles ; à cristal ; à jonction), détecteur à lumière mentionné sur le tableau I, se décompose en trois étapes.

►(i)-A l'instant initial et d'une façon supposée instantanée, la particule à détecter traverse un milieu de détection approprié, laissant sur son passage une trace (image latente) composée d'ions, d'électrons, d'atomes et de molécules excités, parfaitement localisés, à cet instant initial, le long de la trajectoire suivie par le rayon.

►(ii)-Une excitation, physique (générateur de tension continue ou d'impulsions) ou chimique (réducteur doux), développe la trace (localement ou non) du stade microscopique au stade macroscopique (image révélée).

►(iii)-Un système d'enregistrement reçoit l'information de la trace développée et la met en mémoire.

De ce principe découle la structure générale en trois parties du détecteur et les différentes phases d'une séquence de travail qui leur sont associées respectivement ou dans leur ensemble. Les correspondances avec leurs durées, t_i, sont indiquées par des flèches sur le tableau I. La grande disper-

sion de ces durées, suivant le détecteur, tend à masquer l'analogie profonde existant avec la technique photographique, à laquelle on emprunte le vocabulaire [Ch 3] p. 367, [Mi 1]. En effet, l'image latente photographique, constituée par un photo-électron piégé dans le réseau d'un grain d'halogénure d'argent de l'émulsion, dont la rémanence atteind des années sans altération notable, autorise un temps de retard important à l'action du révélateur, contrairement à l'électron germe libéré dans le gaz d'une chambre à étincelles qu'il faut rapidement développer au stade d'avalanche lumineuse.

Nous adopterons donc, comme premier paramètre de notre classification, le mode de fonctionnement temporel. Préalablement, les durées des différentes phases d'une séquence de travail seront redéfinies. Restent les trois autres paramètres associés respectivement aux trois étapes analysées ci-dessus : forme spatiale du milieu de détection, forme de la tension d'excitation (type de décharge), procédé d'enregistrement. Toutefois, ces paramètres ne sont pas indépendants, ce qui permet d'en grouper l'étude.

Ⓐ. Définitions -

Classification suivant le mode de fonctionnement temporel.

" L'évènement " consiste en l'apparition, quasi-instantanée, d'une trace ou d'un ensemble de traces à l'intérieur du milieu de détection.

ⓐ - temps de retard. (" delay time ", d'où la notation t_d) ou simplement : retard ("delay").

C'est la durée qui sépare la naissance de l'évènement et l'instant origine de l'excitation (fig. 1). Elle est égale à la somme de deux durées : $t_{d,1}$, durée de la phase de production et d'amplification d'une impulsion de coïncidence[3)], $t_{d,2}$, durée de la phase de déclenchement du générateur d'excitation, au moyen de l'impulsion précédente.

La durée $t_{d,2}$, qui peut se réduire au retard d'un éclateur ou d'un thyratron, lorsqu'une capacité chargée (ch. III, 1) ou une ligne chargée (ch. IV, 4. E.) font office de générateur, est très fortement influencée par l'amplitude de l'impulsion de déclenchement (ou impulsion haut niveau). Une étude du thy-

---

3) On passe d'un niveau ≈ 2V (impulsion issue du circuit de coïncidence) à un niveau ≈ 12V (2 étages à transistors) puis à un niveau ≈ kilovolt (généralement au moyen d'un tube à émission secondaire : E F P 60).

ratron à hydrogène (5 C 22) montre en effet que $t_{d,2}$, décroît de 450 à 80 ns lorsque l'amplitude de l'impulsion appliquée sur sa grille croît de 100 à 800 V, sa largeur demeurant constante (1 µs) [Au 1]. La réponse des éclateurs est plus rapide (avec un temps de montée plus court) : on indique des valeurs $\approx$ 30 ns [Ch 3] p. 333 et [Ro 1] p. 331. Quant au retard total t_d, on cite : 150 ns [Bu 2] p. 22, 300 ns [Al 2], 500 ns [Ga 2] ou, exceptionnellement, 1 à 200 µs [Ch 5] p. 262, pour les chambres à large gap[4] alimentées par un générateur de MARX, tandis que, pour les chambres minigaps[4] des prévisions optimistes s'accompagnant d'une étude très poussée des éclateurs espéraient le réduire à quelques 33 ns [Fi 3]. Un travail plus récent, analysant également la contribution des différentes sources de retard, donne, pour une chambre double de 12 pouces, un total de 250 ns [Wa 2].

ⓑ- temps de sensibilité - mémoire.

Dans le milieu détecteur gazeux des chambres à étincelles, une trace évolue très rapidement au cours du temps :

- sa composition varie : → nouvelles ionisations dues aux électrons primaires les plus rapides (rayons δ - quasi-instantanés).
  → attachement des électrons aux molécules électronégatives : O_2, N_2, H_2O etc...
- elle se distord : → diffusion thermique des électrons et des ions.
- elle s'atténue : → désexcitation radiative
  → recombinaison des ions de polarités opposées.

Si la distorsion ou l'atténuation deviennent trop grandes, au bout d'un temps qui dépend de la vitesse de diffusion ou de disparition des éléments de la trace dans le milieu de détection, celle-ci ne peut plus être révélée convenablement.

On appelle : " temps de sensibilité ", t_s, (sensitive time) [Ho 1] et [Ga 2] p. 265 ou " temps de mémoire " (memory time) ou simplement " mémoire ", t_μ, [Ch 3] p. 331 et [Ga 1] p. 450, le temps de retard maximal compatible avec une révélation correcte de la trace.

---

4) Définies plus loin : § B. "Gap" = espace inter-électrodes.

Ces deux notions ne sont pas exactement synonymes ; on pourrait même leur attribuer des valeurs algébriques opposées. En effet, la mémoire à un évènement déterminé doit adopter comme origine des temps, l'évènement (vecteur positif), tandis que le temps de sensibilité de la chambre concerne tous les évènements précédant son excitation (vecteur négatif utilisant le début de l'excitation pour origine) (fig. 4), ainsi que STRAUCH l'a nettement défini [St 3] p. 3.

Il existe, a priori, au moins deux séries de paramètres dont dépend le temps de sensibilité, liées respectivement aux propriétés du milieu de détection et aux propriétés de l'excitation. Mais tous les éléments qui composent la trace ne disparaissent pas en même temps, d'où l'existence d'un nouveau paramètre : la nature des "germes" considérés dans la trace.

En utilisant, par exemple, l'électron libre comme germe, dans un milieu gazeux, ce qui est le cas des chambres à étincelles, on obtient des temps de sensibilité de l'ordre de la microseconde. Mais si les ions lourds (résultant éventuellement d'électrons attachés) sont pris en considération, ils définiront encore la trace (en l'absence de tout champ électrique) pendant plusieurs dizaines de millisecondes, comme on l'observe dans une chambre de Wilson. Dans le cas enfin où c'est la lumière primaire de la trace (scintillation) que l'on détecte, la mémoire est beaucoup plus courte (de l'ordre d'une dizaine de nanosecondes) (tableau I).

Ainsi, la scintillation définit avec la meilleure précision l'instant d'apparition d'une trace, d'où son utilisation au déclenchement des chambres à étincelles, soit extérieurement à la chambre, par le moyen de scintillateurs solides, pour les particules à fort pouvoir de pénétration (procédé général-fig. 1), soit dans le gaz même de la chambre (particules α : [Ca 3] ou particules fortement ionisantes produites au sein de la chambre au cours de la réaction nucléaire à visualiser [Fa 1]) .

ⓒ- efficacité.

La mesure expérimentale du temps de sensibilité doit consister, conformément à sa définition, à faire croître le temps de retard, tous les autres paramètres demeurant constants, jusqu'à ce que la trace révélée ne soit plus "correcte" .

Pour les chambres à petit gap, ce mot représente une notion quantitative : l'efficacité. C'est, théoriquement, la probabilité de révélation d'une trace et, expérimentalement, la fréquence statistique : rapport du nombre de traces révélées au nombre de traces créées, successivement, dans le milieu de détection. Le mot souligné tend à distinguer cette efficacité " unitrace " ou " unitaire " [Me 2] § 2 de l'efficacité " d'avalanche " qui sera définie plus loin. La courbe de l'efficacité en fonction du retard est un plateau d'ordonnée 100 % , pour t_d petit, suivi d'une décroissance jusqu'à l'ordonnée 0 , pour t_d élevé [Sc 1] p. 153. Si l'on attribue au mot " correcte " un seuil d'efficacité de 90 % , par exemple, l'intersection de cette courbe avec une parallèle à l'axe des abscisses d'ordonnée 90 % a pour abscisse le temps de sensibilité correspondant au seuil fixé.

On peut faire varier un paramètre, influant sur la durée de vie de l'électron libre, lié aux propriétés physiques (champ de balayage) ou chimiques (taux de contamination) du milieu détecteur et conserver une représentation plane (faisceau de courbes à un paramètre [Sc 1] p. 154) . Comme tout phénomène à seuil (changement d'état physique, chronaxie...) ramené à la bivariance, la mémoire est susceptible de recevoir un deuxième mode de représentation plane [Sa 4] p. 77 à 82. Les deux paramètres variables étant associés aux deux axes de coordonnées chacun à chacun, une courbe limite sépare le plan en deux domaines dont l'un correspond à une efficacité supérieure au seuil fixé, l'autre inférieure [Au 3] p. 423 (avec la possibilité d'une troisième zone de transition, par la considération d'un autre seuil).

La notion d'efficacité unitaire concerne spécialement les chambres minigaps, à échantillonnage (cf. § B.) , comme on l'a déjà indiqué, car la probabilité de disparition d'une trace ne devient sensible que pour un parcours suffisamment petit effectué dans la chambre. On peut prévoir théoriquement sa variation en fonction du retard en l'identifiant à la probabilité de trouver, à l'instant où commence l'excitation effective, au moins un électron libre développable (donc extérieur à une zone morte enveloppant l'anode) sur la longueur de trace contenue dans l'intervalle inter-électrodes [Ma 6] . L'influence des paramètres liés au milieu de détection a fait l'objet de nombreuses études, très bien résumées par CHARPAK [Ch 3] p. 334-338 et, plus récemment [Bu 1] et [Fa 2]. Le paramètre : tension d'excitation a été con-

sidéré, plus récemment encore, au cours d'un travail comportant une mise à jour de l'ensemble de la question pour les chambres à petit gap [Me 2].

Dans les chambres à projection (cf. § B.), la traduction quantitative du mot "correcte" (de la définition de la mémoire) n'est plus l'efficacité (puisque la trace continue à apparaître pour des retards considérables) mais l'intensité de la trace, mesurée par la quantité de lumière reçue sur un photo-multiplicateur [Ca 3] p. 240.

De même, dans les chambres à grand gap, on substitue à la notion d'efficacité unitaire celle d' "efficacité d'avalanche" ou "efficacité multitrace" ("Shower efficiency" [Do 1] p. 1315, [Da 1] ou "multispark efficiency" [Ch 3] p. 339 ou encore "multiple track efficiency" [Ke 1] p. 20. Elle traduit la capacité de révélation d'une chambre pour plusieurs traces simultanées et se mesure par le rapport du nombre de traces révélées au nombre de traces, n, créées dans le milieu de détection. Cette fréquence statistique correspond encore à la définition théorique de l'efficacité unitaire : probabilité de révélation d'une trace, en supposant toutes les probabilités individuelles égales et indépendantes (cf. appendice I). Mais, contrairement à cette dernière, le seul paramètre d'étude est n, tous les autres demeurant constants. La valeur trouvée, très inégale suivant le type de chambre, peut décroître rapidement dès que $n > 2$ [Cr 1] ou se maintenir à 100 % jusqu'à $n = 50$ [Bo 1], [Bu 2] et [Ke 1]. Notons à cet égard le comportement remarquable des chambres à projection (sur lesquelles nous avons expérimenté) qui, grâce à la résistance superficielle de leurs électrodes, sont aptes à révéler jusqu'à 20 traces/cm^2 [Fu 3] dans des flux intenses de particules (10^7 protons. $cm^{-2}. s^{-1}$).

Dans ces deux derniers cas (les plus fréquents), la notion d'efficacité d'avalanche (pratiquement toujours égale à 100 % dans le domaine expérimenté) perd aussi son intérêt au profit de celle de "densité linéique des centres lumineux" composant la trace révélée. On peut étudier sa variation en fonction du retard et comparativement à la densité linéique de l'ionisation primaire (ionisation primaire spécifique) [Ch 5] p. 263. Cette dernière, déterminée expérimentalement, pour des particules au minimum d'ionisation, dans les gaz nobles à la pression atmosphérique, est fournie par des tables (tableau II p. 33). Etant donné le mode d'excitation unidirection-

nel et "saturant" des chambres à Streamer (définies plus loin), il pouvait sembler vain, a priori, d'espérer relier linéairement les paramètres de la trace révélée (brillance et densité linéique des centres lumineux) à l'ionisation primaire spécifique. Toutefois, des mesures statistiques très intéressantes tendant à prouver cette relation, dans le cas de particules au minimum d'ionisation, semblent avoir abouti. Il est vrai cependant que ces expériences (présentant une certaine analogie avec celles des émulsions) mettent en oeuvre un appareillage perfectionné : amplificateur de lumière à trois étages possédant un gain de 10^3 et un pouvoir de résolution de 15 à 20 lignes par millimètre [Da 2].

ⓓ- classification.

La classification des détecteurs suivant leur mode de fonctionnement temporel est fondée sur le temps de retard et fait intervenir le temps de sensibilité (c'est pourquoi l'on a commencé par définir ces notions).

Si l'excitation (tension sur les électrodes, degré de sursaturation, de surchauffe etc...) est permanente, le détecteur réagit sans retard au premier évènement apparaissant dans son sein (fig. 4 p. 14).
l'évènement et, partant, du bruit de fond, des corrections ou un tri doivent succéder à l'enregistrement (dépouillement des clichés) ou le précéder (fixation d'un seuil [Lo 1]). C'est le cas des chambres d'ionisation ou à diffusion ("diffusion cloud chambers"), des compteurs à décharge ou à scintillation, de certaines chambres à étincelles [Mo 1] ou proportionnelles [Ch 1] et [Ch 2]. On a un détecteur à excitation permanente ou à temps de retard nul.

Dans les deux autres cas, l'excitation est intermittente (de durée : t_e, fig. 4), soit récurrente, le détecteur saisissant les évènements au hasard, soit déclenchée, par l'évènement, que des assemblages de détecteurs auxiliaires (en coïncidence et anticoïncidence) ont présélectionné (fig. 1).
Le temps de retard correspondant respectivement à ces deux modes est aléatoire $(t_d)_a$ ou constant. Naturellement, le mode déclenché sera choisi de préférence à l'autre mais il exige soit des flux de particules faibles (évènements dispersés dans le temps - chambre de WILSON) soit des retards faibles (chambre à étincelles classique). Par contre, si l'inertie d'organes mécaniques de déclenchement impose un temps de retard tel que le temps

de sensibilité (nécessairement supérieur) atteigne une valeur prohibitive, eu égard à la multiplicité des évènements parasites enregistrables simultanément (faisceau d'un accélérateur) et qui risqueraient de masquer le phénomène principal, c'est le mode récurrent qui est adopté. La chambre à bulles en fournit l'exemple. Toutefois, son cas se ramène aux deux autres puisqu'un signal, en provenance de l'accélérateur, la déclenche par anticipation sur le faisceau et que l'on réduit la durée de son passage à travers la chambre (de 200 à 2 ms) de manière à la rendre inférieure à la durée d'excitation : t_e ($\approx$40 ms).

Signalons dès maintenant que, pour s'épargner l'étude d'un éclateur tripolaire H.F, le mode récurrent a été adopté, dans une première étape, avec notre expérience de chambre à étincelles (ch. VII , 2. B.). Ce procédé n'a pas que des inconvénients ; il présente, sur le mode déclenché, l'avantage de produire des temps de retard variables à partir de zéro et même négatifs, impossibles à obtenir autrement.

Nous avons évité de définir ces régimes au moyen du terme "sensibilité" qui nous aurait conduits à écrire, par exemple, que la chambre à diffusion présente une "sensibilité continue" ("continuously sensitive device" [Ha 1] p. 182). En effet, dans la terminologie actuelle, la sensibilité d'un détecteur ne concerne que le milieu de détection, indépendamment de l'excitation. Dans ce sens, seule l'émulsion photographique est réellement à sensibilité permanente (tableau I , planche I).

ⓔ- temps mort

Le temps mort, représenté sur la figure 4 avec la notation t_m, définit, comme son nom l'indique, la phase d'insensibilité du détecteur aux évènements survenant immédiatement après un déclenchement et englobe, conventionnellement, la phase d'excitation. En effet, dans les systèmes sans visualisation, comme le compteur à scintillation ou Geiger-Müller, on ne compte qu'une seule impulsion électronique pour plusieurs évènements quasi-simultanés. Il en est de même de certaines chambres à étincelles dans lesquelles le canal conducteur laissé par une première étincelle court-circuite l'impulsion excitatrice de l'évènement qui lui succède de trop près [Au 2] p. 458.

Mais hormis ces cas plutôt rares, dans les détecteurs à visualisation (tableau I) les évènements simultanés ne s'excluent pas et ceux qui surviennent pendant la phase du retard ou du début de l'excitation risquent d'être encore mieux révélés que l'évènement déclencheur lui-même, lequel, par conséquent, ne saurait définir l'instant origine du temps mort (fig. 4 , p 14). Ce dernier débutera donc pendant la phase finale de l'excitation et durera aussi longtemps que les causes d'insensibilisation des trois parties du détecteur persisteront (causes inhérentes au détecteur ou imposées de l'extérieur par l'électronique : temps mort électronique). Si, par exemple, le milieu de détection demeure sensible tandis que le générateur d'excitation exige 10 ms de temps de recharge et si l'expérience permet la superposition de plusieurs vues sur le même cliché, c'est le générateur qui fixe le temps mort à 10 ms [Au 3] p. 421. Si, au contraire, on ne peut admettre qu'un seul évènement par cliché, la durée minimale de réarmement de l'enregistreur étant de 20 à 30 ms (caméra à avance rapide [Le 1]), c'est cette dernière durée qui déterminera le temps mort.

Cette définition n'est pas celle généralement attribuée au temps mort dans la littérature des chambres à étincelles [Ch 4] p. 667 et qui résulte d'une confusion avec le temps de résolution [Au 3] p. 423, [Ch 3] p. 332 ou le temps de restitution [Ch 4] p. 664 ou encore le temps mort électronique (noté $(t_m)_e$ sur la figure 4 [Au 2] p. 457 et [Au 1] p. 148. A.). Ce dernier consiste à bloquer l'excitation, immédiatement après un déclenchement pendant une durée (de l'ordre de la dizaine de millisecondes [Au 1] p. 148. A et [Au 2] p. 457) supérieure à la plus grande des deux suivantes : temps mort inhérent au système de détection dans son ensemble ou temps de résolution que nous allons définir.

ⓕ - temps de résolution - temps de restitution.

La définition du temps de résolution, t_r, s'identifie à celle du pouvoir séparateur des instruments [Br 3] p. 247. C'est l'intervalle de temps minimal qui doit séparer deux évènements consécutifs tels que leurs enregistrements soient distincts. Son application au compteur G. M, par exemple, (fig. 4 - évènement 4) montre qu'un retour au niveau d'excitation I_m (minimum) est suffisant pour produire une nouvelle impulsion qui, mal-

gré sa plus faible amplitude, dépassera le seuil d'enregistrement. Il s'agit donc d'une durée telle que le brouillage d'un évènement par celui qui le précède soit supprimé ou encore de la durée d'effacement d'une trace révélée. On l'appelle pour cette raison : "temps d'effacement" ou de "balayage" [Ro 1] p. 330 ("clearing time" [Ro 2] p. 24). On pourrait dire aussi que c'est le temps de mémoire de la chambre à une trace révélée qu'il ne faut pas confondre avec la mémoire à une trace non révélée.

Toutefois, la définition ci-dessus s'avère incomplète dans le cas des cinq détecteurs à visualisation multitraces (tableau I). Ces derniers, en effet, sont susceptibles d'enregistrer, au cours d'une seule séquence, plusieurs évènements infiniment rapprochés dans le temps, ce qui semblerait indiquer un pouvoir de résolution temporel infini, indistinctement pour la chambre à étincelles déclenchée et l'émulsion, par exemple. Or, tel n'est pas évidemment le cas puisque, pour une succession d'évènements relativement dispersés, le branchement d'un oscillographe sur ce premier détecteur permettrait la mesure des intervalles de temps séparant les évènements, opération impossible sur le second. Aussi, convient-il de préciser dans la définition : "l'intervalle de temps minimal mesurable...." Ce mot ajoute une notion d'information de l'observateur absolument essentielle. Le temps de résolution d'une émulsion nucléaire ne saurait être considéré comme nul, même si l'expérience tolère l'enregistrement de plusieurs évènements sur la même plaque. Au contraire, en se référant à la durée d'effacement, on trouve t_r infini (tableau I).

Ce genre d'obstacle, rencontré dans l'élaboration des définitions de la physique est bien connu des scientifiques qui en ont la charge. Louis de BROGLIE écrit, en effet, à ce propos : "...Nous y travaillons ensemble[5] à réviser le fameux dictionnaire. Ce n'est pas une sinécure. Récemment, on nous a demandé de définir le mot "atome". Nous avons été très embarrassés. Si j'étais un humoriste, je dirais qu'ayant passé notre vie à étudier les atomes, nous ne savons plus du tout ce que c'est". [Br 1] p. 304.

---

5) Avec Maurice de BROGLIE, à l'Académie Française.

Le temps de restitution ("recovery time" [Sc 2], [Ch 4] p. 664) est le temps de retour de tous les paramètres à leur valeur initiale, à l'état de repos. Il est supérieur au temps de résolution car celui-ci autorise un faible reliquat d'une trace ancienne, mêlé à l'évènement nouveau, pourvu qu'il ne crée pas d'ambiguité pour sa différenciation. Au bout du temps de restitution l'effacement est total : le temps mort électronique adopte généralement une valeur un peu supérieure (fig. 4).

La mise au point faisant l'objet de ce paragraphe nous a paru nécessaire en raison de l'abondance des termes synonymes ou employés comme tels, éventuellement par un même auteur, souvent sans définition précise.

(B) Classification suivant la forme spatiale et le type de décharge.

(a) - Chambres dites à "échantillonnage" ("sampling spark chambers" [Ch 3] p. 323 et [Ro 1] p. 330). Elles sont composées d'un certain nombre de cellules, limitées par des plateaux parallèles, dont la distance est faible ($\leqslant 1$ cm), d'où le nom de "minigap" (petit espace inter-électrodes). Les directions des particules à détecter sont approximativement perpendiculaires aux plateaux pour leur permettre de traverser toutes les cellules. Chaque étincelle définit un point sur la trajectoire, avec une incertitude égale au demi gap, d'où le nom d'échantillonnage : elles sont semi-digitalisées. L'étincelle jaillissant entre les plateaux métalliques transporte un fort courant de conduction, ce qui limite beaucoup l'efficacité multitrace. L'apogée du développement de ces chambres se situe vers 1962 avec la chambre de 10 tonnes, 80 gaps, pour la mise en évidence du neutrino [Cr 2].

(b) - Chambres dites à "visualisation de traces" ("delineating spark chambers" [Ch 3] p. 323 ou "track-delineating mode" [Ro 2] p. 22). Elles ne se composent que d'une seule cellule capable de contenir la plus grande longueur possible de trajectoire. Ceci exige :

* soit, si l'on conserve un gap étroit, une direction des particules parallèle aux plateaux et une direction de visée perpendiculaire, d'où le nom de "chambre à projection". La première chambre de ce type, appelée "chambre à décharge" ("discharge chamber" [Fu 4]), possé-

dait des électrodes en verre superficiellement conducteur (dépôt de $Sn\ O_2$) pour permettre la photographie. CHARPAK proposait le nom de "projection discharge chamber " [Ch 3] p. 324. Toutefois, on a construit récemment des chambres à décharge à large gap, cette appellation étant simplement synonyme de "chambre à plateaux isolants" [Av 1], recherchée pour sa grande efficacité d'avalanche.

* soit un grand gap, acceptant, en principe, des directions quelconques de trajectoires. Ce type de chambre, qui tend vers une détection isotrope, grâce à un espace inter-électrodes de plusieurs dizaines de centimètres, a été créé, vers 1963 par des équipes soviétiques [Al 2], [Ch 5], [Da 1] et [Do 1]. Il a reçu, depuis, une extension considérable, tant en U.R.S.S qu'aux U.S.A, dans les deux directions suivantes :

  . régime de "streamer" ("Streamer mode" [Vi 1] ou "track mode" [Ch 6]) : à nappe de courant.

  . régime d'étincelle ("spark mode" [Ga 2]),

la première étant nettement prédominante [Yo 2]. Leur théorie sera brièvement analysée au paragraphe 2. de ce chapitre, comparativement à la nôtre. Nous nous bornerons à rappeler ici leurs caractéristiques essentielles respectives et celles qui, au regard de certains auteurs [Yo 1] p. 15, consacrent la supériorité de la chambre à streamer.

Régime de streamer et régime d'étincelle se distinguent essentiellement par le temps d'excitation t_e, avec, dans les deux cas un champ unidirectionnel. Le premier utilise des impulsions de très courte durée ($\approx$10ns : Marx + Blumlein [Vi 1] ou Marx + éclateur-shunt [Do 1] de façon à "geler" (selon l'expression de CHIKOVANI [Ch 6] p. 197) les streamers, c'est-à-dire les canaux ionisants prédisruptifs, bien avant qu'ils n'atteignent les électrodes. La dénomination de streamer est donc incomplète ; il conviendrait de préciser : streamer interrompu comme le fait CHARPAK [Ch 3] p. 328, 366 et 367 ("interrupted streamer chambers"). Des tensions de l'ordre de 20 kV/cm sont nécessaires. La trace apparaît sous forme d'un ruban lumineux d'environ 1 cm de large et 1 à 2 mm d'épaisseur (nappe de courant), cylindre discontinu dont les génératrices, espacées de 6 à 7 mm [Ch 3] p. 371, sont parallèles au champ électrique. L'efficacité de cette chambre n'est pas fonction de l'inclinaison des tra-

ces (constante dans un angle solide de 4π) ni de leur nombre.

Dans le régime d'étincelle, l'excitation dure assez longtemps pour que les streamers se développent jusqu'aux électrodes (50 ns avec 10 kV/cm et 200 ns avec 5 kV/cm [Ga 2]). La généralisation de la décharge à tout le gaz de la chambre n'est évitée que par la superposition partielle des différents streamers en provenance des électrons germes, ce qui implique des trajectoires de particules quasi-parallèles au champ électrique. Ce handicap est compensé par une trace continue et beaucoup plus lumineuse, donc compatible avec des profondeurs de champ supérieures permettant des mesures précises. Aussi, utilise-t-on par exemple ce système, de préférence au précédent, pour l'étude du rayonnement cosmique [Ga 2]. L'efficacité multitrace doit être également plus limitée que dans le mode précédent, l'étincelle de chaque trace reliant obligatoirement les deux électrodes et devenant par suite le siège d'un important courant de conduction qui dissipe une grande partie de l'énergie disponible à chaque impulsion. Le mode de visée est également différent avec ces deux types de chambre : il s'effectue dans la direction du champ, l'électrode supérieure étant constituée de fils parallèles coplanaires, dans la chambre à nappe de courant et perpendiculairement à cette direction dans l'autre cas.

La chambre à radiofréquences (ou chambre H.F.), qui nous préoccupe est classée par CHARPAK dans la même catégorie que les précédentes, dont elle ne se distingue que par le mode de décharge, sous le vocable de : chambre à amplification localisée ("local amplification chamber" [Ch 3] p. 328 et 366. Elle est, en effet, censée fournir une bonne localisation des traces en raison de son amplification réduite et symétrique. La dénomination de chambre micro-onde ou chambre à lumière (sous entendu : proportionnelle) lui est également attribuée, ainsi qu'on l'a relaté plus haut. Elle ne semble avoir dépassé qu'à peine le stade de chambre à projection, avec un gap maximal d'environ 10 cm [Ca 2], bien que dans la gamme des fréquences radio, des dimensions comparables à celles des chambres à streamer soient permises et c'est précisément le but que nous poursuivons avec la création d'un générateur de conception nouvelle, apte à remplir cette fonction.

Ⓒ Classification suivant le mode d'enregistrement :

ⓐ- photographique. Le troisième élément du détecteur chambre à étincelles était, à l'origine, l'enregistreur banal des systèmes à visualisation auxquels il s'apparente (chambre de WILSON et chambre à bulles) : l'appareil photographique. De grandes lentilles de champ permettaient d'explorer l'intérieur des minigaps, inaccessible en raison de la perspective, tandis que des dispositifs à périscope réalisaient l'économie d'une caméra pour la stéréoscopie [Ga 1], [Cr 2] p. 251. L'enregistrement actuel, pour les chambres à streamers, est encore photographique mais il utilise jusqu'à trois caméras de prise de vue, placées suivant les sommets d'un triangle équilatéral [Vi 1] p. 7-11 et 12, visant à travers une seule face de la chambre (électrode supérieure à fils). Le dépouillement peut être manuel ou automatique mais les deux procédés présentent des difficultés que la digitalisation parvient à surmonter. La position du problème de l'enregistrement des données des chambres à étincelles, ainsi que les différentes solutions apportées, sont exposées en détail par CHARPAK [Ch 3] p. 372. Enumérons seulement ici les diverses possibilités de digitalisation.

ⓑ- digitalisé. Les informations concernant la position de l'étincelle sont prélevées, d'une manière discrète (discontinue), sur ses diverses manifestations physiques :

* SOIT A DISTANCE :

► sur le signal optique fourni par une caméra de télévision au vidicon dont la structure, à cellules semi-conductrices, digitalise l'image et transforme l'information optique en information électronique. C'est le seul procédé utilisant encore la lumière produite par l'étincelle. Voir par exemple [Ge 1] et [Di 1].

► sur le signal acoustique ("sonic" spark chambers) associé à l'étincelle et transmis, par l'intermédiaire du gaz de la chambre, à une série de petits microphones. Ceux-ci délivrent des impulsions électriques dont les retards par rapport à l'éclair, enregistré d'autre part, en permettent la localisation spatiale [Fu 5].

* SOIT AU CONTACT DE L'ETINCELLE :

le prélèvement s'effectue alors, au moyen de réseaux de fils sillonnant la chambre,

► sur le signal magnétique associé au courant circulant dans l'étincelle et provoquant un ébranlement dans le fil magnétostrictif. Il s'y propage en tant que signal acoustique ordinaire ce qui ramène au cas précédent [Pe 1] p. 14 et [Ch 1] p. 1-6 (chambre à magnétostriction).

► sur le signal électrique finalement converti magnétiquement à l'extrémité du fil :

→ très primitivement, d'une façon extrêmement simple, chaque réseau impressionnant directement une bande magnétique [Ne 1],

→ plus récemment, d'une manière élaborée mais coûteuse : le courant d'étincelle est conduit par le fil vers une mémoire magnétique (tore de ferrite) qu'il fait basculer : chambre à tores [Ch 1] p. 5, [Bo 3] etc...

→ la chambre à division de courant, inventée par CHARPAK en 1963, fait exception : elle est basée sur une mesure différentielle des quantités d'électricité qui s'écoulent aux deux extrémités d'un même fil [Ch 3] p. 378.

Les informations ainsi prélevées, traduites en logique par une petite calculatrice associée à la chambre, sont stockées sur bande magnétique. Celle-ci est envoyée par la suite, avec un programme de reconstitution spatiale des trajectoires, à l'ordinateur de grande capacité.

Il nous sera désormais possible de replacer, dans cette classification, les types de chambres construites et expérimentées au cours de ce travail et de comparer leurs performances. Ainsi, les expressions de : chambre à radiofréquences, à projection, à lumière, à décharge, à visualisation de traces (photographique), à amplification localisée, à excitation intermittente récurrente , désignent autant de caractéristiques, présentées par notre chambre expérimentale (ch. VII , B) dont on reconnaîtra l'origine et la signification parmi ce vaste éventail.

(2) Etude théorique du comportement des électrons-germes sous l'effet d'une impulsion périodique.

Cette étude a pour but de déterminer, a priori, les caractéristiques d'une impulsion H. F, de fréquence ($\nu = \omega/2\pi$) voisine de 10 MHz , capable de révéler correctement les traces de particules ionisantes dans

le gaz d'une chambre à étincelles : son amplitude V_o, sa durée t_e et son retard sur l'évènement t_d, de valeur maximale t_s (cf. § 1. A.). Le résultat attendu sera ensuite comparé à ceux des deux autres modes d'excitation : régime de streamer et régime d'étincelle (§ 1. B.). Mais, tout d'abord, l'examen des conditions propices à la formation et à la conservation de l'image latente déterminera le choix du gaz de détection. Parallèlement, on précisera les définitions et les notations adoptées, compte tenu de certaines ambiguités existant dans la littérature.

(A.) Formation de l'image latente - choix du gaz -

Nous avons vu (§ 1. A) que l'élément de la trace constituant l'image latente d'une chambre à étincelles est l'électron libre. Le choix d'un gaz de détection sans affinité chimique, dont les molécules ne forment pas d'ions négatifs stables par attachement aux électrons, s'impose a priori. Les gaz rares, décontaminés en O_2 et H_2O, sont donc tout indiqués puisque les ions correspondants (Ne^-, A^-, Kr^-, Xe^-) n'ont jamais été mis en évidence, à l'exception peut-être de He^-, très instable [De 1] p. 62. On pourrait leur objecter un "potentiel d'ionisation", V_i, élevé (tableau II, p. 33) mais la fraction ΔW_o, de l'énergie cinétique W d'une particule ionisante, cédée au gaz pour la création d'une paire d'ions en moyenne :"travail d'ionisation"(englobant l'énergie d'excitation), est remarquablement peu dépendante et de la nature du gaz et de celle de la particule ionisante et de son énergie (tableau II, lignes 2 et 3), l'indépendance de cette dernière étant particulièrement bien établie avec l'argon [Ha 1] p. 149, ce qui fait de ce gaz le milieu détecteur de choix des chambres d'ionisation.

Ceci n'implique nullement que le "pouvoir d'arrêt"ou "section efficace de ralentissement", proportionnel à l'énergie perdue par unité de longueur de trace :

$$\sigma_a = -\frac{1}{n}\frac{dW}{dx} \quad 6) \qquad \text{[Ro 4] p. 221}$$

où n désigne la "concentration moléculaire" (nombre de molécules par unité de volume , ayant pour cas particulier le nombre de LOSCHMIDT :

---

6)La dénomination et la notation sont impropres puisque σ_a n'a pas les dimensions d'une section efficace, homogène à une surface, mais celles de son produit par une énergie.

	Xe	Kr	A	Ne	He	N_2	CH_4	Référence
V_i (volts) (1º ionisation)	12,1	14,0	15,7	21,5	24,5	15,8	13,04	[La 1] p. 14
ΔW_o (eV)	21,9	24,3	26,2	36,2	42,8			[Al 3]
électrons	22,2	24,2	26,4	36,6	42,3	34,7	27,3	[Je 1]
ΔW_o (eV) α	21,9	24,1	26,4	36,8	42,7	36,6	29,2	[Je 2]
Ionisation spécifique minimale (électrons ≈1MeV)	primaire		29,4	12	6			[Ch 3]
	totale		110	37	11	air 40		[Ro 4] p. 231
Ionisation spécifique maximale (électrons ≈100eV)	totale		11 400	2 650	950	7 600		[La 1] p. 19
			9 200	2 350	950	7 600	> celle de A	[Br 2]
			(p. 111)	(p. 108)	(p. 108)	(p. 116)	(p. 122)	
$10^3 . \lambda_g$(cm)			4,73		13,3	4,47		[Bl 1] p. 156
0°C ; 1 Torr	2,66	3,70	4,83	9,57	13,7		3,72	[La 1] p. 80
$10^3 . \lambda_e$(cm) ($= 4\sqrt{2}\,\lambda_g$)	14,8	20,8	26,8	53,6	76,8			
0°C ; 1 Torr							21	[Br 4] p. 481

Ionisation spécifique moyenne : d'après

α ≈ 1 MeV : environ 60 000 paires d'ions cm d'air normal [Co 1] p. 391 392

α ≈ 5 MeV : " 40 000 " " " " "

p ≈0,5 MeV : " 20 000 " " " " "

p ≈ 5 MeV : " 5 000 " " " " "

Tableau II - Ionisation des gaz rares.

Les ionisations spécifiques sont données en nombre de paires d'ions par centimètre pour un gaz dans les conditions normales (0°C ; 1 atm). λ_g et λ_e représentent respectivement les libres parcours moyens des atomes du gaz (mesures de viscosité) et des électrons en équilibre thermique avec ces atomes (théorie : deux groupes maxwelliens : [La 1] p. 78).

$n_o = \frac{N}{V} = 2,687.10^{19}\ cm^{-3}$, rapport du nombre d'AVOGADRO,N, au volume moléculaire V, dans les conditions normales de température et de pression) et x l'abscisse curviligne sur la trajectoire, suive la même loi. En effet, le pouvoir d'arrêt σ_a, grossièrement proportionnel à "l'ionisation spécifique", comme on va l'établir, subit de fortes variations en fonction des trois paramètres indiqués (énergie de la particule ionisante, sa nature et celle du gaz-tableau II).

Ionisation spécifique.

On la définit par le nombre moyen de paires d'ions créées par unité de longueur de trace dans le gaz de détection, sous une pression et à une température déterminées.

Cette notion, qui correspond mathématiquement à une densité linéique de probabilité : (cf. appendice II) se trouve désignée, dans la littérature, sous les vocables et les notations les plus divers :

- ionisation spécifique : [Da 2], [St 3] p. 4, [Ro 4] p. 231, [Me 2] p. 772 (où on la note : $\overline{\nu}$),
- densité d'ionisation : [Ro 3] p. 91,
- efficacité d'ionisation : [Pa 1] p. 67, avec la notation : Q_i ,
- coefficient spécifique d'ionisation : [La 1] p. 18,
- probabilité d'ionisation : [Br 2], notée P_i. Dans cette dernière référence , très abondamment citée et, de fait, fondamentale pour l'expérimentateur où la notation ne laisse pas paraître que P_i concerne un gaz dans des conditions particulières (0°C, 1 Torr), on peut s'étonner de lire sur les graphiques des "probabilités" supérieures à l'unité (!), ce qui exige une mise au point (cf. appendice II).

Nous adoptons le terme le plus usité actuellement dans la littérature des chambres à étincelles : "ionisation spécifique", tout en conservant, pour simplifier, la notation de BROWN : P_i. Par contre, nous utiliserons pour les sections efficaces, la notation habituelle σ au lieu de celle (q ou Q) adoptée par cet auteur.

En introduisant P_i et ΔW_o dans la définition de σ_a on obtient :

$$\sigma_a = \frac{1}{n} P_i \Delta W_o$$

Or, $\frac{\Delta W_o}{n}$ étant approximativement constant, on observe bien la proportionnalité du pouvoir d'arrêt à l'ionisation spécifique.

De ce point de vue (richesse de l'image latente en électrons-germes) l'argon semble indiqué (tableau II), d'autant plus qu'il est le moins cher. Tel était le cas des premières chambres à étincelles [Ch 0] ($A+C_3H_8$). Mais d'autres facteurs, concernant la phase de développement de l'image latente ont déterminé le choix du néon additionné d'hélium (ajoutés au fait que les propriétés de ces deux gaz sont très sensibles aux additifs [Je 3]) :

- le temps de formation de l'étincelle : les courbes du néon et de l'hélium, presque confondues, se détachent nettement de celle de l'argon [Ch 3] p. 341,
- le premier coefficient de TOWNSEND qui, aux valeurs courantes de $E/p \approx 5$ à 10 V. cm^{-1}. $Torr^{-1}$, est environ 10 fois plus élevé pour le néon et l'hélium que pour l'argon [Br 2] p. 125. C'est ainsi que certains auteurs trouvent nécessaire d'atteindre 38 kV/cm pour révéler des traces dans l'argon [Ch 4] p. 665.
- des observations empiriques sur la qualité des traces révélées dans les mêmes conditions avec plusieurs mélanges conduisent à l'adoption du néon ou de mélanges à base de néon :
  - [Bu 2] p. 22 (streamer) et [Ga 2] p. 265 (étincelle) : 90% Ne + 10% He
  - [Ch 3] p. 341 : meilleure efficacité multitrace avec le néon
  - [Ar 3] p. 714 : mélange ternaire (Ne + 2% A + 0,5% Xe)

On trouvera des études comparatives sur les propriétés des gaz de remplissage, éventuellement additionnés de vapeurs d'halogènes, dans [Ch 4] et [Ho 1], ou sur l'influence d'additifs : traces d'hydrocarbures (α-pinène) [Sc 0], méthane ou azote [Fa 2] et [Sc 1].

La société "l'air liquide" fournissait, il y a quelques années, le mélange "HENOGAL" (65% Ne + 35% He) remplacé actuellement par le "NEOGAL" 75 (75% Ne + 25% He). C'est ce dernier que nous avons utilisé, sachant qu'il ne représente probablement pas le mélange idéal pour notre type de décharge.

(B) Evolution de l'image latente - mémoire.

On supposera l'attachement et la recombinaison négligeables, le champ électrique de balayage nul et une diffusion libre des électrons - germes pendant la phase de retard au déclenchement (intervalle de temps t_d séparant la naissance de la trace et celle de l'excitation). Après avoir montré dans quelle mesure se justifient ces quatre hypothèses, on en déduira la dimension transversale d'une trace après un retard $t_d \approx 1$ µs.

ⓐ - Attachement.

La vitesse de disparition des électrons-germes par attachement dépend du degré de pureté du gaz. Le taux de contamination τ indiqué pour le néogal est $\leqslant$ 5 v. p. m H_2O et $\leqslant$ 5 v. p. m O_2 (1 v. p. m = volume par million = un rapport de 10^{-6} en nombres de molécules). La probabilité h qu'un choc s'accompagne d'attachement est fonction de l'énergie des électrons. Pour des électrons thermiques, à 300°K, l'énergie cinétique moyenne : $\frac{3}{2}$ kT vaut $3,88.10^{-2}$ eV (sachant que la constante de BOLTZMANN est : $k = 1,380.10^{-16}$ erg. $(°K)^{-1}$). La valeur correspondante de h se situe à l'extrême limite des courbes expérimentales [Me 1] p. 29, [Mo 0] p. 418 ou [Br 2] p. 173 ; leur extrapolation donne : $h \approx 10^{-3}$.

Il est nécessaire de calculer la fréquence moyenne ($\overline{\gamma}_c$) des chocs d'un électron contre les atomes de néon en supposant une pression de gaz dans la chambre égale à 1 atm (et une température de 20°C). Adoptons le libre parcours moyen des électrons tiré du tableau II :

$$\lambda_e(Ne) = \frac{53,6.10^{-3}}{760} \cdot \frac{293}{273} = 0,76.10^{-4} \text{ cm}$$

On trouve de la même façon : λ_e (He) $= 1,08.10^{-4}$ cm .

La connaissance de la vitesse moyenne de l'électron est également nécessaire. L'équilibre thermique étant supposé réalisé on a, en désignant par v_e la vitesse efficace (ou vitesse quadratique moyenne) et par $\overline{v}$ la vitesse moyenne :

$$\frac{1}{2} m_e v_e^2 = \frac{3}{2} kT \qquad \text{avec} \qquad v_e^2 = \frac{3\pi}{8} \overline{v}^2 \qquad [Bl\ 1] \text{ p. 12 et 16.}$$

d'où : $\overline{v} = \sqrt{\frac{8}{\pi} \frac{kT}{m_e}}$ (m_e = masse électronique = $9,11.10^{-28}$ g)

soit, numériquement : $\underline{\overline{v} = 1,06.10^{7} \text{ cm/s.}}$

On en déduit : $\overline{\nu}_c (Ne) = \overline{v} / \lambda_e \approx \underline{1,4.10^{11} \text{ s}^{-1}}$

Comme la concentration en polluants vaut : $\tau < 10^{-5}$, la fréquence des collisions sur les molécules H_2O ou O_2 est : $\tau \overline{\nu}_c \approx 1,4.10^{6} \text{ s}^{-1}$, ce qui donne, au bout du temps t_d (secondes) : $\tau \overline{\nu}_c t_d$ chocs. Et par suite, la probabilité que l'électron reste libre après un retard t_d est (principe des probabilités composées) :

$$(1-h)^{\tau \overline{\nu}_c t_d} = (1-h)^{\tau \overline{v} t_d / \lambda_e}$$

On doit donc observer que le logarithme du nombre relatif d'électrons-germes restés libres après le retard t_d :

$$\text{Log} \frac{n}{n_o} = \tau \overline{\nu}_c t_d \text{ Log } (1-h) \approx - h \tau \overline{\nu}_c t_d$$

est une fonction linéaire du retard, de pente : $- h \tau \overline{\nu}_c$.

C'est exactement ce que donne l'expérience [Ca 3] dont les résultats sont reproduits figure 5 p. 38 ; sur ce graphique, à ordonnées logarithmiques et abscisses linéaires, on observe effectivement des droites de décroissance du nombre relatif des électrons-germes en fonction du temps. Comparons la pente calculée ici à celle de la courbe correspondant à un remplissage frais de gaz propre (sans getter) : la valeur expérimentale est :

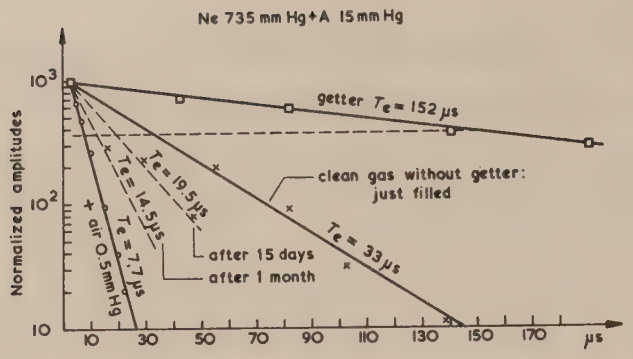
$$\frac{- 2}{145.10^{-6}} = - 1,38.10^{4} \text{ unités de } \log_{10} . \text{ s}^{-1}$$

et la valeur théorique (en tenant compte du facteur 0,434 de conversion des logarithmes népériens en décimaux) :

$$- 0,434.10^{-3} . 10^{-5} . 1,4.10^{11} = - 607 \text{ unités de } \log_{10} . \text{ s}^{-1}.$$

On obtient une pente environ 20 fois plus faible en valeur absolue que la pente expérimentale, donc une courbe qui viendrait se placer au-dessus de celle marquée "getter" (dont la pente est dans le rapport 5 avec la suivante). Les causes de cette divergence peuvent être multiples :

- ► soit une évaluation optimiste du taux d'impuretés (O_2 et H_2O) par le fabricant,
- ► soit l'existence de polluants d'une autre nature,
- ► soit une sous-estimation de la probabilité h obtenue par extrapolation,



Curves of effective electron loss.

Figure 5 : Mesure expérimentale de la perte d'électrons-germes par attachement, suivant le degré de pollution, dans la chambre à lumière, par CAVALLERI et al. [Ca 3].

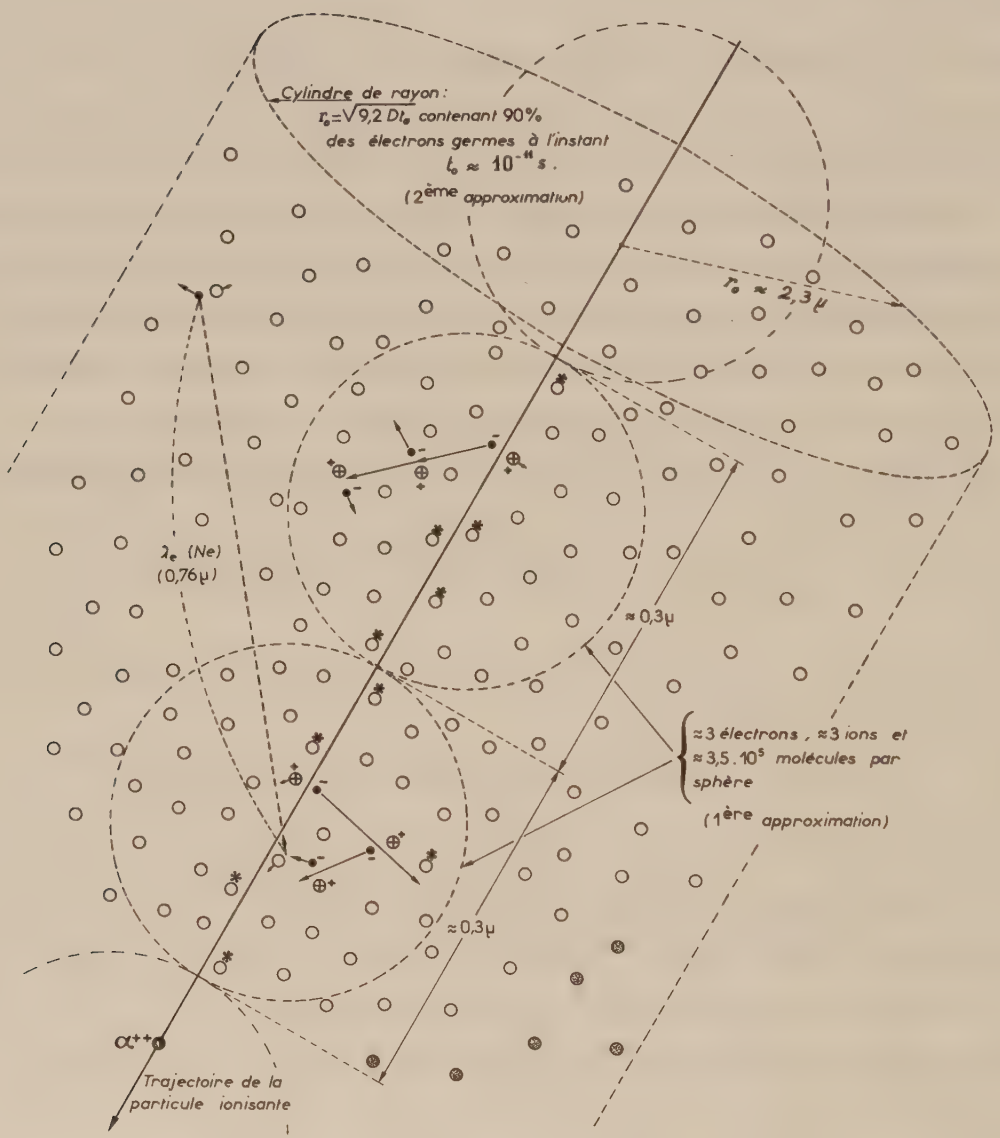


Figure 6 : Aspect schématique de l'image latente d'une particule très ionisante (α en fin de parcours). Les astérisques désignent des molécules excitées responsables de la scintillation.
L'échelle du cylindre n'est pas respectée.

► soit enfin une disparition compétitive des électrons par un autre processus (recombinaison, diffusion sur les parois etc...).

Les auteurs du travail expérimental n'ayant pas effectué ce calcul et discuté les résultats, nous ne pouvons trancher entre ces hypothèses. Toutefois le paragraphe suivant va nous montrer que la recombinaison n'est pas négligeable dans le cas de particules α, avec leurs conditions opératoires.

Quoi qu'il en soit, les graphiques de la figure 5 nous montrent que, même après introduction d'air, un retard $t_d \approx 1\mu s$ ne saurait entraîner de diminution appréciable du nombre initial d'électrons-germes par attachement.

ⓑ- Recombinaison.

Le gaz de la chambre étant neutre à l'origine, la théorie simplifiée de la recombinaison, avec des concentrations électronique et ionique initiales égales à n_o, s'écrit [Lo 0] p. 478 :

$$n = \frac{n_o}{1 + n_o \alpha t}$$ (n = concentration électronique ou ionique à l'instant t).

La valeur expérimentale du coefficient α (supposé constant) pour le néon, à la température électronique de 300°K (équilibre thermique réalisé) est [Lo 0] p. 560 :

$$\alpha = 1,1.10^{-7}\ cm^3.s^{-1}\ .$$

Reste à déterminer n_o. Les ionisations spécifiques maximales, à la pression considérée, sont de l'ordre de 10^5 paires d'ions par centimètre (tableau II - c'est véritablement une limite extrême). On remarque, sur ce même tableau, que le nombre des électrons primaires est environ le tiers du total, chacun d'eux libérant à son tour deux électrons secondaires en moyenne, d'où un groupement par "paquets" de 3 en moyenne (fig. 6). Chaque paquet peut être estimé contenu dans une sphère de diamètre : 1 cm/ $(10^5/3)$ = 3.10^{-5} cm, ce qui permet de calculer approximativement :

$$n_o = 3/\frac{\pi}{6}(3.10^{-5})^3 \approx 2.10^{14}\ \text{paires d'ions/cm}^3\ .$$

On en déduit également le degré d'ionisation [De 2] p. 43, qui nous sera utile plus loin, en divisant n_o par la concentration moléculaire dans les

conditions considérées ($\approx 2,5.10^{19}.cm^{-3}$), soit : 8.10^{-6}.

Compte tenu de ces données, l'équation de recombinaison va nous permettre de calculer le temps au bout duquel 10% des électrons sont recombinés :

$$90\% = \frac{n}{n_o} = \frac{1}{1 + n_o \alpha t} \qquad \text{d'où :} \qquad t = \frac{0,11}{n_o \alpha} = 5ns .$$

Cette valeur très petite, en comparaison des retards permis ($\approx 1\,\mu s$), laisserait craindre une atténuation très rapide de l'image latente par recombinaison. En réalité la simplification de ce calcul le rend très pessimiste car il ne tient pas compte de l'espace offert aux électrons pendant leur diffusion, donc de la décroissance rapide de n_o lorsque t augmente. Toutefois, il laisse envisager une limitation possible de la linéarité de la chambre aux fortes ionisations spécifiques (à moins de réduire la pression du gaz) et fournit une explication probable au fait que nos photographies de particules α ne révèlent pas le maximum de BRAGG.

Une seconde approximation va nous permettre de ramener l'importance de la recombinaison à des proportions plus justes. Malgré la valeur initiale relativement élevée de n_o, le degré d'ionisation correspondant (8.10^{-6}), restant inférieur à 10^{-4}, caractérise un gaz faiblement ionisé [De 2] p. 44. Il peut être représenté, en conséquence, par le modèle "gaz d'électrons indépendants" [De 2] p. 46, dans lequel sont complètement négligées les interactions électron-électron et électron-ion positif. En outre, le rapport des masses m_e/M (de l'électron à la molécule) est assez petit pour que la théorie gagne une simplification supplémentaire sous la forme du modèle "gaz de LORENTZ électrons-molécules" [De 2] p. 71. Suivant ce modèle, les anisotropies de la fonction de distribution des vitesses électroniques, existant à l'instant origine de la trace, s'amortissent exponentiellement avec la constante de temps : $\tau = 1/\bar{\nu}_m$ (constante de temps de relaxation des anisotropies d'ordre 1), $\bar{\nu}_m$ représentant la fréquence moyenne des collisions d'un électron pour les échanges de quantité de mouvement [De 2] p. 75. Celle-ci ne diffère pas de plus de 10% de $\bar{\nu}_c$ (calculée au paragraphe précédent), fréquence moyenne de collision totale [Br 2] p. 31. En conséquence, l'équilibre thermique des électrons-germes avec les molécules du gaz sera réalisé, la distribution de leurs vitesses devenant maxwellienne,

après un temps très court consécutif à la naissance de la trace : $\approx 7.10^{-12}$ s. A partir de cet instant, la diffusion thermique s'effectue avec un libre parcours moyen déjà très supérieur au rayon des sphères de la figure 6 et suivant une loi bien connue dont nous utiliserons ici le résultat, par anticipation sur un prochain paragraphe (d.) : 90% des électrons sont contenus, au temps t, dans un cylindre de révolution ayant pour axe la trajectoire et pour rayon :

$$r_o = \sqrt{9,2\,Dt}$$

Cette formule, appliquée à la nouvelle origine des temps : $t = 7.10^{-12}$ s, avec $D = 820\ cm^2.s^{-1}$ (cf § d.) donne un rayon de l'ordre de 2,3 μ, égal, comme on pouvait s'y attendre, à quelques λ_e, limites débordant nettement la localisation sphérique imposée primitivement. Il en résulte une nouvelle valeur de n_o :

$$n_o = 10^5/\pi r_o^2 \approx 6.10^{11} \text{ paires d'ions par } cm^3,$$

d'où, en supposant le volume invariable au cours du temps :

$$\frac{n}{n_o} = \frac{1}{1 + 6,6.10^4 t} \quad \text{et} \quad \underline{t(90\%) \approx 1,7 \mu s},$$

<u>résultat nous permettant de négliger la recombinaison pendant le temps de retard</u>, de l'ordre de la microseconde.

Ce raisonnement, extrêmement simpliste, présente deux faiblesses susceptibles de se compenser partiellement. Il est pessimiste de supposer la diffusion bloquée, dès l'équilibre thermique atteint et optimiste d'admettre l'hypothèse de la diffusion <u>libre</u>. LOEB indique, en effet, que la concentration ionique initiale le long d'une trace de particule α est assez forte pour déterminer une diffusion <u>ambipolaire</u>, donc peu extensive [Lo 0] p. 528.

Dans l'espoir d'éliminer du calcul ci-dessus la première de nos deux erreurs systématiques, on peut faire varier le volume V ($V = \pi \times r^2 = Kt$) intervenant, par l'intermédiaire de la concentration n ($n = m/V$), dans l'équation différentielle de départ (dont découle l'expression ci-dessus) :

$$dn = -\alpha n^2 dt . \qquad [\text{Lo 0}] \text{ p. 477}$$

Il vient :
$$dn = d\left(\frac{m}{V}\right) = \frac{V\,dm - m\,dV}{V^2} = -\alpha \frac{m^2}{V^2} dt$$

ou : $$V\frac{dm}{dt} = m\frac{dV}{dt} - \alpha m^2 .$$

On voit, sur cette expression, que l'accroissement du nombre total d'électrons par unité de temps : dm/dt se compose de deux termes antagonistes de signes opposés, correspondant respectivement à la recombinaison ($-\alpha m^2$) et à la dilution du plasma ($m\frac{dV}{dt}$). Or, le terme de dilution étant prépondérant, comme on le voit numériquement ($\frac{dV}{dt} \approx 29\ D \not\gg \alpha m_o \approx 10^{-2} \not> \alpha m$), $\frac{dm}{dt}$ devient positif, ce qui est absurde. Au surplus, même la prise en considération de la diffusion ambipolaire, appliquant à D un facteur de réduction $\approx 10^4$, qui le ramène aux ordres de grandeur des coefficients des ions lourds [Lo 0] p. 201, ne parvient pas à rétablir la vraisemblance.

C'est qu'en réalité, le coefficient α lui-même n'est pas constant mais fonction du temps et du volume. Les théories de ce processus de recombinaison : " recombinaison de colonne ", " recombinaison initiale " [Lo 0] p. 527 et 533, élaborées précisément pour l'étude des traces de particules α et β, au début du siècle (BRAGG, MOULIN, JAFFÉ), ont reçu, depuis, des développements étendus. LOEB les étudie en détail dans son important ouvrage [Lo 0] où il les confronte au point de vue expérimental.

ⓒ- Champ de balayage.

Dans les chambres à large gap, le champ de balayage, destiné à drainer les électrons d'une trace révélée, pour préparer la chambre à l'évènement suivant, s'avère inefficace. En effet, l'amplitude de ce champ, nécessairement faible pour éviter l'étalement de l'image latente et la multiplication électronique des évènements non sélectionnés, correspond à des vitesses de dérive maximales de l'ordre de 1,8 cm/µs dans le néon [Ga 2] p. 265. Le temps de balayage s'élevant alors à une vingtaine de microsecondes, on lui préfère des méthodes chimiques de capture des électrons résiduels, par adjonction de polluants électronégatifs gazeux [Ga 2] p. 266 et [Ch 3] p. 352.

ⓓ- Phase de diffusion libre.

Bien que la diffusion soit probablement ambipolaire à l'instant origine, elle doit se poursuivre librement en raison de la faible mobilité des ions. C'est ce que nous supposerons dans ce qui suit, d'autant que nous obtiendrons ainsi une limite supérieure du rayon de la trace au moment de

l'excitation.

Nous supposerons qu'à l'instant origine, tous les électrons-germes sont thermiques et distribués suivant une droite géométrique : axe y'y (fig. 7, p. 44). Dans cette hypothèse, la théorie très simple d'EINSTEIN, relative aux phénomènes aléatoires isotropes, s'applique [Pe 2] p. 109 : la valeur moyenne du carré de la projection X(t), sur un axe quelconque, du vecteur déplacement d'un électron $\vec{M}(t)$, est proportionnelle au temps t :

$$\overline{X^2(t)} = 2\,Dt \qquad \text{(D coefficient de diffusion).}$$

Si l'axe sur lequel on projette est perpendiculaire à la trace y'y, la projection X du vecteur $\vec{M}$ a son origine au point O, d'où : X(t) = x(t) = x (pour alléger la notation).

La probabilité élémentaire dP_x que l'extrêmité du vecteur $\vec{M}$ tombe dans une tranche plane infinie, d'épaisseur dx et d'abscisse x, est proportionnelle à une certaine fonction f(x) (fonction de distribution) et à dx :

$$dP_x = f(x).dx\ .$$

L'écart-type de cette loi de probabilité, noté σ, vérifie la relation de définition :

$$\sigma^2 = \overline{x^2} = \int_{-\infty}^{+\infty} x^2\ .\ f(x).dx \qquad (0)$$

et la relation d'EINSTEIN : $\underline{\sigma^2 = 2\,Dt.}$ (1)

Comme en théorie cinétique des gaz, les deux seules hypothèses de <u>l'isotropie</u> du vecteur déplacement $\vec{M}$ et de <u>l'indépendance</u> des trois fonctions de distribution sur les trois axes de coordonnées [Br 4] p. 463, suffisent à établir que ces trois densités de probabilité, égales à f(x), suivent, à l'instant t, une loi de GAUSS-LAPLACE [Br 4] p. 466 :

$$\frac{dP_x}{dx} = f(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}}\, e^{-x^2/2\sigma^2} \qquad (2)$$

dont le moment d'ordre 1 (ou valeur moyenne) est évidemment nul (et dans laquelle t est un paramètre, par l'intermédiaire de σ : formule (1)).

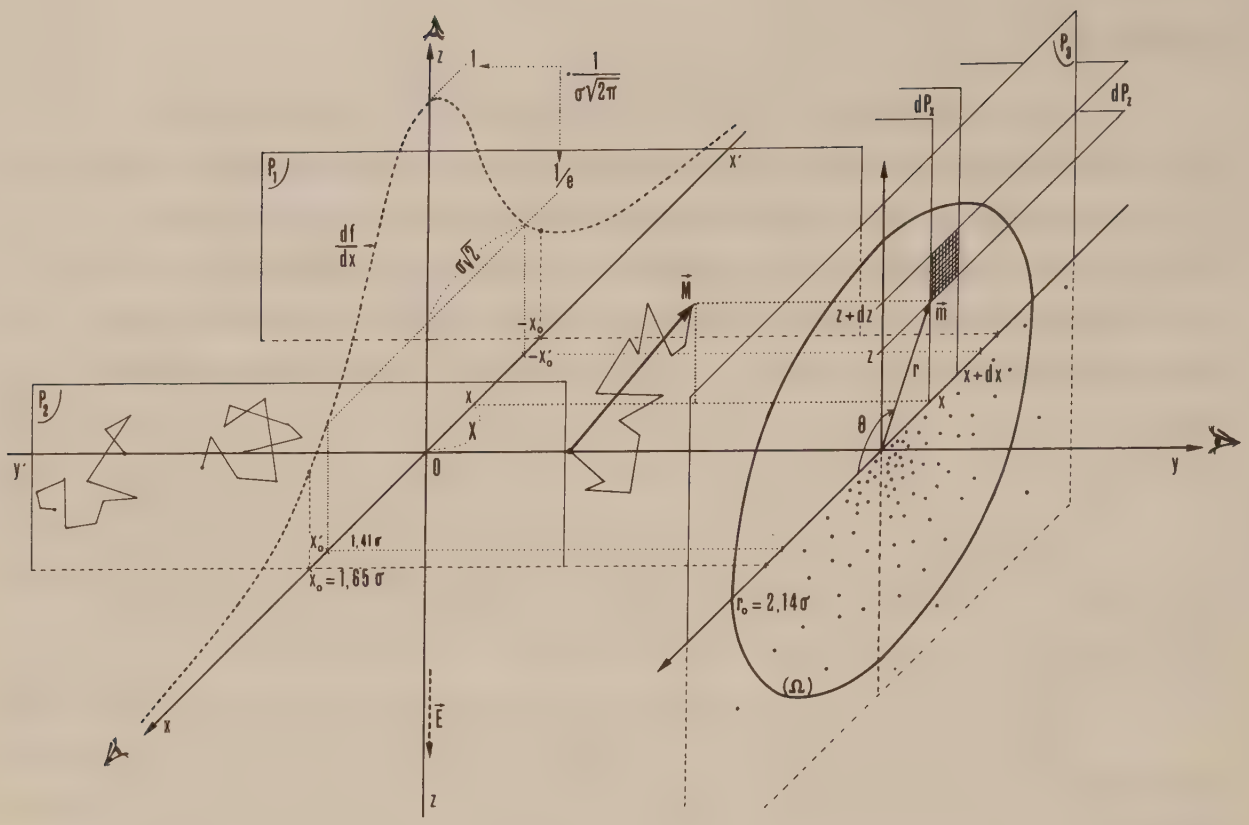


Figure 7 : Phase de diffusion libre.
(x_o = demi-largeur de la trace ; r_o = rayon de diffusion).
On a porté suivant Oz à la fois la cote et la densité de probabilité : df / dx.

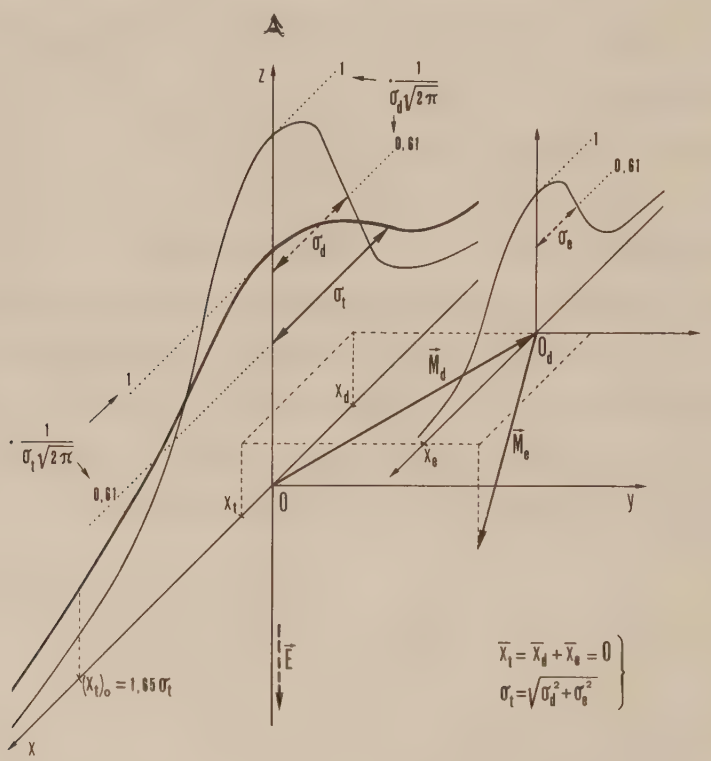


Figure 8 : Diffusion totale transversale de la trace (perpendiculairement au champ).
$(x_t)_o$ = demi-largeur transversale de la trace. On a porté suivant Oz à la fois la cote et la densité de probabilité : df / dx.
Pour la clarté du dessin, on a réduit l'échelle des cordonnées du système d'axes O_d.

La valeur x_o telle que le vecteur $\vec{M}$ soit contenu, avec une probabilité de 90%, dans l'intervalle des deux plans indéfinis P_1 et P_2, perpendiculaires à Ox, d'abscisses respectives $-x_o$ et $+x_o$ (fig. 7), vérifie la relation :

$$\int_{-x_o}^{x_o} \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \, e^{-x^2/2\sigma^2} \cdot dx = 0,9 \, . \qquad 7)$$

Elle est donnée par la table des aires sous la courbe normale [H. 1] p. 209 :

$$\underline{x_o = 1,65\,\sigma = 2,33\sqrt{Dt}\,.} \qquad (3)$$

On peut ainsi prévoir l'étalement transversal de la trace, x_o, connaissant le coefficient et le temps de diffusion libre t_d ou, réciproquement, déterminer ce coefficient par des mesures statistiques sur l'étalement des traces révélées dans une chambre à étincelles, en fonction du retard [Bu 2] p. 23.

Il peut paraître choquant de détruire la symétrie de révolution autour de l'axe Oy par une direction de visée privilégiée Oz. Mais celle-ci coïncidera précisément avec l'anisotropie créée par le champ électrique d'excitation, ce qui va conduire à déterminer deux étalements transversaux de la trace, suivant Ox et Oz, correspondant respectivement aux deux axes optiques Oz et Ox. Nous verrons que la loi de diffusion suivant Ox n'est pas altérée par le mouvement d'entraînement suivant Oz qu'on lui superpose [Pa 1] p. 120 (seul le coefficient D change).

Toutefois, on peut établir une condition conservant la révolution ; elle correspondrait à une observation suivant l'axe optique Oy, confondu avec la trace. La condition que le cylindre droit de rayon r_o et d'axe Oy contienne le vecteur $\vec{M}$, ou que le cercle (Ω) du plan P_3, normal à Oy, contienne la projection $\vec{m}$ de $\vec{M}$ sur ce plan (fig. 7), avec une probabilité de 90% est :

$$\iint_{(\Omega)} dP_{xz} = \iint_{(\Omega)} dP_x \cdot dP_z = 0,9 \qquad (4)$$

En effet, d'après le principe des probabilités composées, la probabilité dP_{xz} que l'extrêmité de $\vec{m}$ tombe dans le rectangle dx, dz est égale au

---

7) cf. note p. 46

7) On pourrait se fixer une autre convention que celle adoptée ici (proposée par A. KASTLER [Ka 1]). Par exemple RAETHER [Ra 1] p. 7 ne considère pas la probabilité totale dans un intervalle fini mais la densité de probabilité $\frac{dP_x}{dx}$, représentée par la courbe normale elle-même et non par son intégrale. Le plan normal à Ox, d'abscisse x'_o dans lequel la densité des extrêmités des vecteurs $\vec{M}$ tombe à 1/e de sa valeur maximale dans le plan yOz (fig. 7), tel que :

$$x'_o = \sqrt{2\sigma} = 2\sqrt{Dt} \quad ,$$

est supposée délimiter la diffusion.

La différence relative avec x_o est seulement de l'ordre de 15%.

produit $dP_x . dP_z$, puisque les évènements sur les deux axes sont indépendants.

La relation (4) s'écrit, compte tenu de (2) et de l'identité des fonctions de distribution des déplacements sur les deux axes :

$$\iint_{(\Omega)} f(x).f(z).dx.dz = \iint_{(\Omega)} \frac{1}{2\pi\sigma^2} e^{-(x^2+z^2)/2\sigma^2} dx.dz = 0,9 \qquad (5)$$

Il est commode d'exprimer la symétrie de révolution dans l'intégrale (5) par le changement de variables :

$$\begin{aligned} x &= r \cos\theta \\ z &= r \sin\theta , \end{aligned} \qquad (6)$$

pourvu que la correspondance des points $\begin{cases} x \\ z \end{cases}$ et $\begin{cases} r \\ \theta \end{cases}$ soit biunivoque, ce qui implique :

$$r > 0 \qquad \text{et} \qquad 0 \leqslant \theta \leqslant 2\pi \qquad (7)$$

Il est nécessaire, en outre [De 3] p. 76, que le JACOBIEN : $J = \dfrac{\partial(x,z)}{\partial(r,\theta)}$ soit constamment positif, ce que l'on voit immédiatement en développant son expression à partir de (6) :

$$J = \begin{vmatrix} \dfrac{\partial x}{\partial r} & \dfrac{\partial x}{\partial \theta} \\ \dfrac{\partial z}{\partial r} & \dfrac{\partial z}{\partial \theta} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \cos\theta & -r\sin\theta \\ \sin\theta & r\cos\theta \end{vmatrix} = r \qquad (8)$$

Le changement de variables dans (5) donne :

$$\iint_{(\Omega)} \frac{1}{2\pi\sigma^2} e^{-r^2/2\sigma^2} . J . dr . d\theta = \int_0^{r_o} \frac{1}{2\pi\sigma^2} r . e^{-r^2/2\sigma^2} . dr \int_0^{2\pi} d\theta = 0,9 \quad (9) .$$

Les deux intégrales simples obtenues par décomposition s'intègrent facilement, moyennant, dans la seconde, le choix de la variable : r^2/σ^2 ; par suite :

$$P(\Omega) = 1 - e^{-r_o^2/2\sigma^2} = 0,9 , \qquad (10)$$

soit numériquement :

$$\text{Log } 10 = \frac{r_o^2}{2\sigma^2} \qquad \text{ou} \qquad r_o^2 = 4,60\,\sigma^2$$

ou enfin, compte tenu de (1) :

$$r_o^2 = 9,20\,Dt \qquad \text{ou} \qquad \underline{r_o = 3,03\sqrt{Dt}} \qquad (11) .$$

Cette condition, plus restrictive que la précédente (formule(3)), correspond au rayon de la tache que l'on observerait en visant la trace perpendiculairement à sa section.

Coefficient de diffusion D :

La connaissance de D provient de deux sources expérimentales :

* l'une directe, au moyen des chambres à étincelles,
* l'autre indirecte, déduite des mesures de viscosité et de la théorie cinétique (tableau II) :

$$D = \frac{1}{2}\bar{v}\lambda_e \qquad (12)$$

Remarques :

►(i) - On rencontre souvent cette formule avec le coefficient 1/3 de la théorie simplifiée [Br 2] p. 48, [Lo 0] p. 201, écriture probablement imputable à une mauvaise habitude puisque, d'après la théorie exacte, on obtiendrait plus précisément : 0,4993 [Br 4] p. 485 et [Ro 0] p. 306.

►(ii) - La formule de la diffusion mutuelle de deux espèces de corpuscules fait intervenir leurs paramètres respectifs : λ_1, $\bar{v}_1$ et λ_2, $\bar{v}_2$ ainsi que les concentrations moléculaires : n_1 et n_2 :

$$D = \frac{\lambda_1\bar{v}_1 n_2 + \lambda_2\bar{v}_2 n_1}{2\,(n_1 + n_2)} \quad . \qquad [\text{Bl } 1] \text{ p. } 51$$

Toutefois, dans le cas qui nous concerne, la concentration électronique (n_2) étant très inférieure à celle du gaz (n_1), cette expression se réduit bien à (12). Le coefficient de viscosité η n'a pas été introduit directement sous la forme : $D = \eta/\rho$ (ρ = masse spécifique du gaz), puisqu'il s'agit là de D_g (gaz) et non de D_e (électrons - noté D pour simplifier).

Les résultats des différentes méthodes de mesure de D sont loin d'être concordants. Examinons-les brièvement pour justifier notre option.

► (i) - Méthode des chambres à étincelles :

→ Dilatation des traces individuelles : chambre à streamers [Bu 2] p. 23.

La trace est révélée, après un retard déterminé, sous forme d'une série de petits centres lumineux plus ou moins dispersés suivant le retard. L'observation s'effectuant parallèlement au champ excitateur, (axe Oz - fig. 7), une statistique de la distribution des centres lumineux (classés dans des bandes parallèles à Oy) fournit l'écart-type σ intervenant dans la formule d'EINSTEIN (1). Celle-ci est très bien vérifiée, les points représentatifs de σ en fonction du retard t_d, en coordonnées logarithmiques, s'alignant sur une droite de pente 1/2 ([Bu 2] p. 26) et ceux de σ en fonction de $(t_d)^{1/2}$, en coordonnées arithmétiques, sur une droite de pente : $\sqrt{2D} \approx 41$ cm. $s^{-1/2}$, d'où l'on tire :

$$\underline{D = 820 \text{ cm}^2 . s^{-1}}, \qquad (13)$$

pour un mélange contenant 90% de néon et 10% d'hélium à la température du laboratoire, sous une pression de 1 atm.

→ Diffusion globale absorbante : chambre à lumière [Ca 5].

Une impulsion de rayons X libère dans la chambre, à l'instant origine, un certain nombre d'électrons-germes qui se dirigent par diffusion vers les parois semi-conductrices où ils sont absorbés. Le nombre des électrons demeurés libres après un retard déterminé est mesuré par la quantité de lumière globale produite dans la chambre sous l'effet d'une impulsion excitatrice de champ électrique.

Le groupe de MILAN obtient pour D, dans le néon pur (p = 1 atm, T = 300°K), des valeurs passant de :

$$1670 \pm 50 \text{ [Ca 4]} \qquad \text{à} \qquad 2940 \pm 180 \text{ cm}^2 . s^{-1} \text{ [Ca 5]} \qquad (14)$$

et constate que, parallèlement, à dix ans d'intervalle, les résultats (dont l'un extrapolé) de A. V. PHELPS subissent la même variation.

La géométrie de cette méthode est beaucoup moins bien définie que celle des traces individuelles citée précédemment, les paramètres géométriques de la chambre interviennent dans l'expression de D et l'hypothèse d'une amplification lumineuse proportionnelle au nombre des électrons, quelle que soit leur situation par rapport aux électrodes, est admise. Ces diverses raisons, associées à l'influence, probablement assez sensible, du degré de pureté du néon sur ses caractéristiques, nous font adop-

ter la valeur de (13), d'autant plus qu'elle concerne un mélange gazeux (donc plus fiable) de composition voisine de celle du néogal.

Les résultats qui suivent vont confirmer le bien fondé de notre option.

► (ii) - Méthodes indirectes :

→ Coefficient de viscosité et théorie cinétique :

L'application de la formule (12) avec les valeurs numériques établies p. 33 et 34 donne, pour le néon et l'hélium purs, à 20°C, 1 atm :

$$D(Ne) = 403\ cm^2.s^{-1} \qquad \text{et} \qquad D(He) = 572\ cm^2.s^{-1} \qquad (15)$$

→ Effet RAMSAUER et théorie cinétique :

C'est l'effet de "transparence" des gaz aux électrons de très faible énergie ($\leq$1 eV). La valeur de 4.10^{-2} eV, égale à l'énergie cinétique moyenne des électrons thermiques (p. 33), reportée sur les graphiques des densités de probabilité de choc élastique [Br 2] p. 7 et 16, correspond à :

$$P_c(Ne) \approx 3\ \text{chocs/cm} \qquad \text{et} \qquad P_c(He) \approx 20\ \text{chocs/cm.}$$

Le passage au libre parcours moyen, après conversion de ces valeurs aux conditions expérimentales (760 Torr, 300°K) par application de la formule (II,5) (appendice II), fournit :

$$\lambda_e(Ne) = 4,7.10^{-4}\ cm \qquad \text{et} \qquad \lambda_e(He) = 7.10^{-5}\ cm. \qquad (16)$$

Ces valeurs, introduites dans (12), avec celle de $\overline{v}$ utilisée ci-dessus, donnent :

$$D(Ne) \approx 2500\ cm^2.s^{-1} \qquad \text{et} \qquad D(He) \approx 370\ cm^2.s^{-1} \qquad (17)$$

Il convient de noter que les valeurs (17) résultent d'une extrapolation sur des courbes expérimentales assez peu précises (confirmées, il est vrai, par la théorie ondulatoire de l'effet RAMSAUER - ALLIS et MORSE - 1931 - bibliographie détaillée dans [Br 2] p. 35). Cependant, la cause essentielle des écarts entre (15) et (17) semble attribuable au fait que la distribution des vitesses, dans les deux populations électroniques, diffère (maxwellienne dans un cas et monocinétique dans l'autre) tout en conservant la même valeur moyenne . Nous sommes donc davantage concernés par les valeurs (15), elles-mêmes compatibles avec la (13) car on

conçoit facilement une augmentation de D consécutive au mélange.

Nous retenons, en définitive, la valeur (13) .

Conclusion : On obtient, après une diffusion libre de 1 µs, une trace ayant pour demi-largeur : $x_o = 0,67$ mm (d'après (3)) et pour rayon de diffusion : $r_o = 0,87$ mm (d'après (11)).

Il s'agit d'une limite supérieure, vraisemblablement pessimiste dans le cas de particules fortement ionisantes, pour lesquelles le début de la diffusion est ambipolaire. L'emploi d'un éclateur laser (cf. plus loin) doit permettre de la réduire au tiers de sa valeur.

(C) Révélation de l'image latente : impulsion H. F.

(a) - Extension de la trace développée.

Durant la phase de développement, un mouvement d'entraînement dans le sens du champ électrique se superpose à la diffusion. On conservera le principe d'indépendance des trois fonctions de distribution sur les trois axes de coordonnées (p. 39) ; donc, seule f(z) est modifiée par le champ parallèle à Oz, la diffusion libre suivant Ox et Oy se poursuivant avec une nouvelle valeur de D qui sera notée D_e (les indices : d se rapporteront à la phase de retard et les indices : e à la phase d'excitation).

►(i) - Diffusion totale transversale :

Le vecteur déplacement total : $\vec{M}_d + \vec{M}_e$ (fig. 8, p. 44)est égal à la somme des vecteurs relatifs au temps de retard et au temps d'excitation . Par suite, sa projection sur Ox se compose de la somme algébrique des projections :

$$x_t = x_d + x_e .$$

La variable aléatoire x_t , égale à la somme de deux variables aléatoires x_d et x_e , gaussiennes et indépendantes, est elle-même une gaussienne, de variance σ_t^2 égale à la somme des variances [Cr 0] p. 212.

$$\sigma_t^2 = \sigma_d^2 + \sigma_e^2 = 2 (D_d t_d + D_e t_e) \qquad (18)$$

Il en résulte pour la demi-largeur transversale : $(x_t)_o$ de la trace développée (cf. formule 3) :

$$\boxed{(x_t)_o = 1,65\, \sigma_t = 2,33 \sqrt{D_d t_d + D_e t_e}} \qquad (19)$$

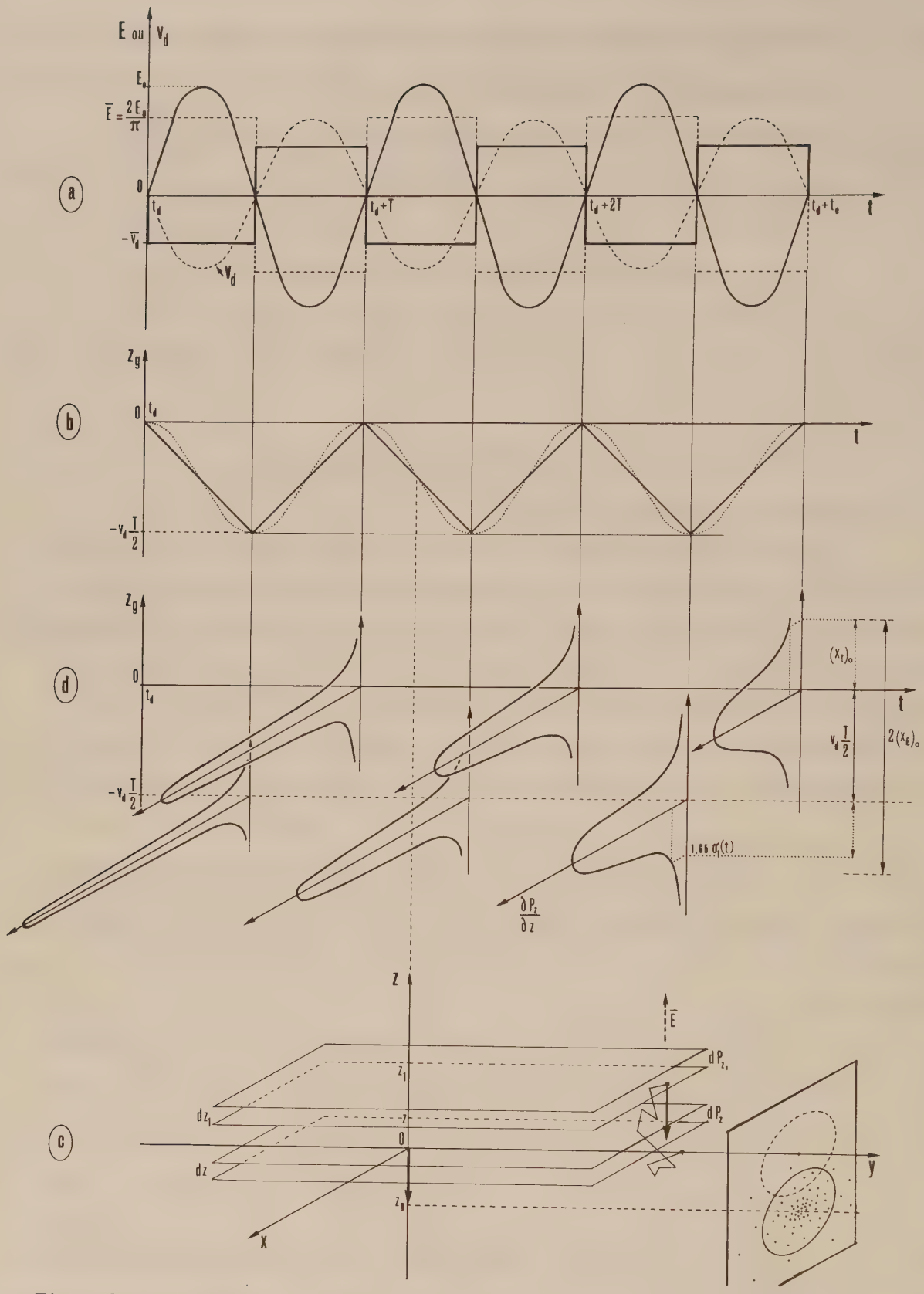


Figure 9 : Extension totale longitudinale de la trace (parallèlement au champ).

a) champ d'excitation et vitesse de dérive des électrons
b) parcours du barycentre longitudinal des électrons
c) modification de la fonction de distribution des déplacements suivant le champ : f(z).
d) représentation de f(z) entre les instants t_d et $t_d + t_e$.

$(x_\ell)_o$ = demi-largeur longitudinale de la trace.

L'étude de la dérive va conduire à la détermination de D_e

► (ii) - Extension longitudinale.

Comme la théorie de la dérive utilise l'hypothèse d'un champ électrique constant (cf. appendice III), on décomposera l'impulsion excitatrice de champ électrique alternatif : $\vec{E} = \vec{E}_o \sin \omega (t-t_d)$ en alternances de signe constant, pour chacune desquelles on adoptera sa valeur moyenne : $\pm 2 \vec{E}_o / \pi$, pendant la durée $T/2$ (fig. 9). Sous l'effet de ce champ, l'électron acquiert, dans chaque intervalle, une composante moyenne de vitesse moyenne (vitesse de dérive : $\vec{\bar{v}}_d$), qui lui est vectoriellement proportionnelle :

$$\vec{\bar{v}}_d = - \mu \overline{\vec{E}} \left(\text{dans } \frac{T}{2}\right) = \mp 2 \mu \vec{E}_o / \pi \qquad (\mu = \text{mobilité}) \quad (20)$$

(Les deux autres composantes de la vitesse moyenne, suivant Ox et Oy , demeurent nulles).

L'inversion du champ, toutes les demi-périodes $T/2$, provoque une inversion de la vitesse de dérive, qui suit avec un certain retard. Toutefois, la valeur de ce retard, ou "constante de temps de relaxation des anisotropies de courant" [De 2] p. 76, déjà estimée (p. 37) à environ 10^{-11} s, est négligeable en comparaison de la période du champ électrique ($\approx 10^{-7}$ s)

La connaissance de la vitesse de dérive ne peut pas nous renseigner sur la trajectoire d'un électron individuel. Par contre, d'un point de vue statistique, le barycentre z_g de la projection sur Oz des positions des électrons, à un instant donné, suit un mouvement uniforme, dans chaque intervalle $\frac{T}{2}$ (fig. 9), d'équation horaire :

$$z_g = - \bar{v}_d \left[t - (t_d + kT)\right] \quad \text{pour} \quad t_d + kT \leqslant t \leqslant t_d + (2k+1) \frac{T}{2}$$

$$z_g = + \bar{v}_d \left[t - (t_d + kT)\right] - v_d T \quad \text{pour} \quad t_d + (2k+1) \frac{T}{2} \leqslant t \leqslant t_d + (k+1) T$$

$$0 \leqslant k(\text{entier}) \leqslant \frac{t_e}{T}$$

Pour la commodité de cette représentation il est préférable de supposer v_d variable et d'intégrer :

$$v_d = \frac{dz_g}{dt} = - \mu E_o \sin \omega (t-t_d)$$

d'où :

$$z_g = \frac{\mu E_o}{\omega} \left[\cos\omega(t - t_d) - 1\right] = \overline{v}_d \frac{T}{4} \left[\cos\omega(t - t_d) - 1\right] \qquad (21)$$

Cette sinusoïde diffère peu de la ligne brisée précédente (fig. 9. b.)

Effectuons la modification de la fonction de distribution des déplacements : $f(z)$. Si la diffusion intervenait seule, l'électron issu d'un point quelconque de l'axe à l'instant initial, occuperait, au temps t, une tranche plane (infinie dans les deux dimensions x et y) de cote z_1 et d'épaisseur dz_1 avec la probabilité :

$$dP_{z_1} = \frac{1}{\sigma_t \sqrt{2\pi}} e^{-(z_1)^2/2\sigma_t^2} \cdot dz_1 \quad , \qquad (22)$$

σ_t étant obtenu par la formule (18) dans laquelle on remplace : t_e par : $t - t_d$. Mais, par suite de l'influence du champ électrique, c'est la tranche de cote z et d'épaisseur $dz = dz_1$, telle que :

$$z - z_1 = z_g \qquad (23)$$

que l'électron considéré occupera effectivement, avec la même probabilité :

$$dP_z = dP_{z_1} \qquad (24)$$

De (22), (23) et (24) on tire :

$$\frac{\partial P_z(z,t)}{\partial z} = \frac{1}{\sigma_t \sqrt{2\pi}} e^{-(z - z_g)^2/2\sigma_t^2} \quad . \qquad (25)$$

C'est l'équation d'une gaussienne dont la valeur moyenne z_g et l'écart type σ_t sont des fonctions du temps. Son évolution dans le temps et dans l'espace est représentée sur la fig. 9. d . Si l'on désire expliciter le temps dans (25) on obtient :

$$\frac{\partial P_z(z,t)}{\partial z} = \frac{1}{\sqrt{4\pi\left[D_d t_d + D_e(t - t_d)\right]}} \exp \frac{-\left[z - \frac{\overline{v}_d T}{4}\left[\cos\omega(t - t_d) - 1\right]\right]^2}{4\left[D_d t_d + D_e(t - t_d)\right]} \qquad (26)$$

Il serait très compliqué de combiner à cette expression la proba-

bilité d'excitation des molécules en fonction du temps et d'intégrer pour connaître la répartition de l'intensité de rayonnement dans la trace. On obtient beaucoup plus simplement une limite supérieure de sa dimension longitudinale $2(x_\ell)_o$ en se plaçant entre les instants : $t_d + t_e - \frac{T}{2}$ et : $t_d + t_e$.

$$\boxed{(x_\ell)_o = (x_t)_o + \bar{v}_d \frac{T}{4}} \qquad (27)$$

ⓑ - Evaluation du champ E_o nécessaire à l'excitation.

Pour compléter les valeurs numériques encore inconnues dans (19) et (27) et déterminer E_o, fixons arbitrairement l'énergie cinétique moyenne des électrons, pendant la phase d'excitation, à $W_e = 10$ eV (soit $\bar{v} = 1{,}72 \cdot 10^8$ cm/s). Il semble que cette énergie corresponde à une probabilité maximale d'excitation [Pa 1] p. 60 et [La 1] p. 29. Pourtant, les courbes reproduites par BROWN [Br 2] p. 102 n'indiquent pas un tel maximum, mais plutôt des probabilités d'excitation nulles en-deçà de 16 et 19 eV pour le néon et l'hélium respectivement, ce qui correspond bien aux premiers potentiels d'excitation (16,58 et 19,77 eV [Lo 0] p. 234). Il est vrai que la valeur de 10 eV n'est qu'une moyenne d'un spectre de vitesses encore maxwellien (dans le système d'axes du barycentre) car, à cette énergie, les chocs élastiques sont prédominants.

De cette vitesse moyenne on peut déduire la vitesse de dérive. Les théories de COMPTON et de CRAVATH sur les mobilités électroniques (cf. appendice III) établissent un rapport très simple entre $\bar{v}_d$ et $\bar{v}$:

$$\frac{\bar{v}}{\bar{v}_d} = \sqrt{\frac{2}{K}} \qquad \text{où} \qquad K = 2{,}66 \frac{m}{M} \qquad \begin{matrix}[\text{Lo 0}]\ \text{p. 225-7} \\ [\text{La 1}]\ \text{p. 85,}\end{matrix}$$

moyennant deux approximations parfaitement justifiées dans le cas particulier qui nous concerne :

$m_e \ll M$ (Ne ou He) et $\frac{3}{2} kT$ ($\approx 0{,}04$ eV) $\ll$ 10 eV.

On obtient, pour le néon ($M \approx 20\ m_p$) : $\bar{v}_d = 1{,}2 \cdot 10^6$ cm/s.

L'expérience fournit le champ nécessaire $\bar{E}$ à produire cette

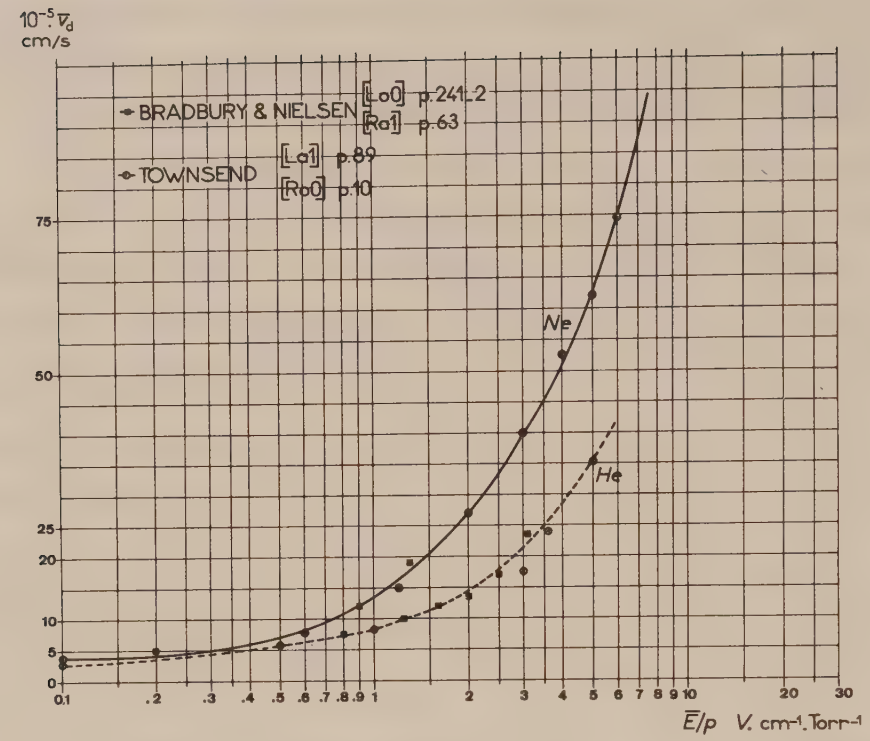


fig. 10.a

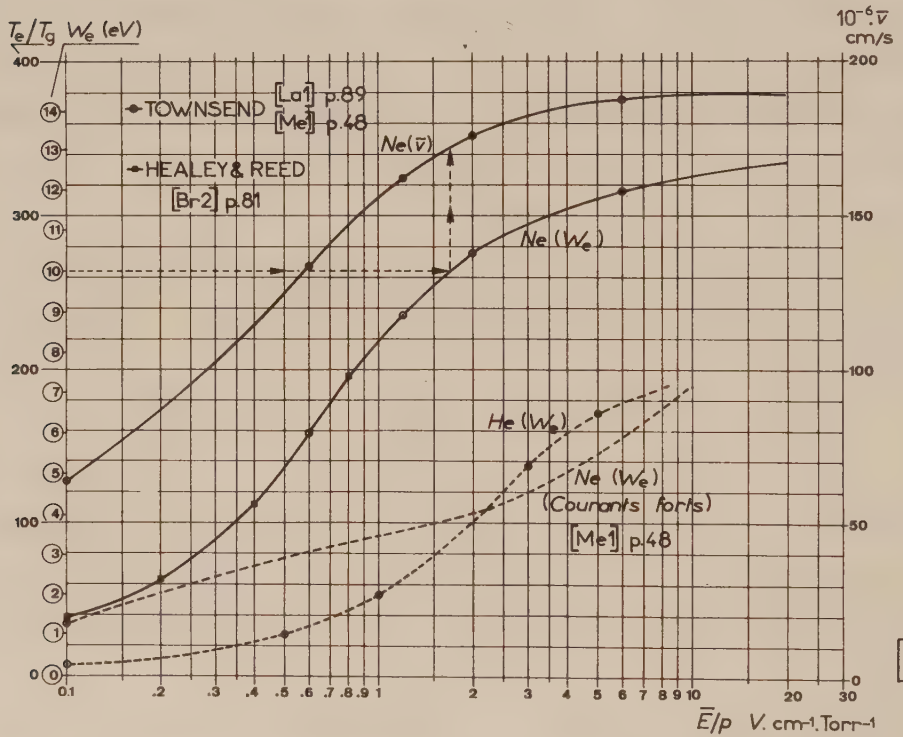


fig. 10.b

Figure 10 : Données expérimentales concernant la vitesse de dérive : $\overline{v}_d$ et la vitesse moyenne : $\overline{v}$ des électrons dans le néon et l'hélium à la pression p, sous l'effet du champ électrique : $\overline{E}$.

Les courbes b établissent la correspondance entre $\overline{v}$, la température électronique : T_e et l'énergie cinétique moyenne : W_e.

La comparaison des concavités des courbes a. et b. montre que, pour Ne, dans un domaine de variation de $\overline{E}/p$ de 1 à 10, on ne saurait admettre, même approximativement, la proportionnalité de $\overline{v}$ à $\overline{v}_d$ (théories de COMPTON ou CRAVATH :

$$\overline{v}/\overline{v}_d = \sqrt{2/K}\ ).$$

valeur de $\bar{v}_d$ ($\bar{E} = 2\,E_o/\pi$). Les mesures du groupe de TOWNSEND relatives au néon [La 1] p. 89 , en assez bonne concordance avec celles de BRADBURY et NIELSEN, reportées par LOEB [Lo 0] p. 242 et sur la figure 10-a, donnent approximativement :

$$\bar{E}/p \approx 0,9\ V.cm^{-1}.Torr^{-1} \quad , \qquad \text{d'où :} \quad \underline{E_o \approx 1\ kV/cm.} \qquad (28)$$

Cette valeur diffère assez notablement du seuil de tension, mesuré au cours de ce travail, pour l'excitation de la chambre à radiofréquences, avec des particules α, dans le néogal sous la pression atmosphérique :

$$\underline{(E_o)_{seuil} = 3\ kV/cm} \quad , \qquad (29)$$

constant dans un domaine de fréquences allant de 5 à 15 MHz (cf. ch. VII. 2. B.).

Faut-il incriminer notre hypothèse ($W_e = 10$ eV), la théorie, ou toutes deux ?

►(i) - On pourrait immédiatement les mettre hors de cause en invoquant la pollution. En effet, les calculs se rapportent au néon pur. Or, nous expérimentons sur un mélange non purifié et l'on sait, par exemple, que l'addition de 1% d'azote à de l'argon multiplie par 5 la vitesse de dérive, toutes choses égales d'ailleurs [Br 2] p. 55, (fait récemment confirmé par SCHNEIDER à la chambre à étincelles [Sc 1] p. 154). Un coefficient 3 appliqué à $\bar{v}_d$ rétablirait l'anomalie car $\bar{E}/p$ correspondant à $3,3.10^6$ cm/s vaut : 2,5 (fig. 10-a).

►(ii) - Toutefois, si l'on évite le passage par $\bar{v}_d$, nécessaire à l'exploitation des courbes les plus courantes de la littérature ($\bar{v}_d$ fonction de $\bar{E}/p$), en utilisant les résultats expérimentaux de TOWNSEND (cités par LAPORTE [La 1] p. 89) et reproduits sur la figure 10-b, lesquels donnent directement la correspondance entre vitesse moyenne $\bar{v}$ et $\bar{E}/p$, on obtient, pour : $\bar{v} = 1,72.10^8$ cm/s (10 eV) :

$$\bar{E}/p = 1,7 \qquad \text{soit :} \quad \underline{E_o \approx 2\ kV/cm.} \qquad \text{avec} \quad \bar{v}_d \approx 2,3.10^6\ cm/s \qquad (30)$$

La comparaison des résultats (28) et (30), jette le doute sur la théorie de COMPTON, dans ce domaine d'énergie, d'autant plus que LAPORTE conteste (en se fondant sur l'expérience p. 89) la proportionnalité des vi-

tesses à $(\overline{E}/p)^{1/2}$ qu'elle implique (cf. appendice III et légende de la fig. 10).

►(iii) - On pourrait, en admettant un incrément de $\overline{v}_d$ provoqué par le mélange ou les impuretés, conserver l'hypothèse : $W_e = 10$ eV (émise par A. KASTLER [Ka1], dans le cas de l'argon où le premier potentiel d'excitation vaut : 11,57 eV) même pour des énergies d'excitation nettement supérieures (on verra d'ailleurs, un peu plus loin, que non seulement cette énergie moyenne suffit à exciter le gaz employé mais qu'elle réussit même à l'ioniser). Toutefois, la suite va nous montrer (cf. § e. remarque) qu'il est préférable de prendre comme point de départ notre valeur expérimentale (29), soit : $\overline{E}/p = 2,7$ (valeur convertie à 0°C). La vitesse $\overline{v_d}$ correspondante (fig. 10-a) et l'énergie W_e (à peine modifiée, fig. 10-b) deviennent :

$$\overline{E}/p = 2,7 \text{ V.cm}^{-1}.\text{Torr}^{-1} \qquad \overline{v_d} = 3,6.10^6 \text{ cm.s}^{-1} \qquad W_e = 11,0 \text{ eV}$$

$$\overline{v} = 1,81.10^8 \text{ cm/s} \qquad v_e = 1,97.10^8 \text{ cm/s} \; . \tag{31}$$

©- Evaluation de D_e.

►(i) - Il serait inexact de supposer λ_e constant lorsque W_e varie. La formule (12), dans laquelle $\overline{v}$ passe de $1,05.10^7$ à $1,81.10^8$ (de la phase de diffusion libre à la phase d'excitation), entraînerait, dans cette hypothèse : $D_e/D_d = 17$. Or, par suite de l'effet RAMSAUER (très marqué avec les gaz plus denses que Ne, fig. 11-a), λ_e décroît lorsque l'énergie augmente. On trouve, dans le néon sous 1 atm, d'après le graphique indiqué :

$$\lambda_e(11 \text{ eV}) = 1,28.10^{-4} \text{ cm} \quad \text{d'où :} \quad \underline{D_e = 1,16.10^4 \text{ cm}^2.\text{s}^{-1}} \; . \tag{32}$$

Le facteur de multiplication de D_d , obtenu par la même voie (formule 17), n'est plus que 4, mais, par rapport à la valeur sélectionnée (formule 13) il atteind 14.

►(ii) - Un autre moyen d'évaluer D_e consiste à utiliser la relation dite d'EINSTEIN :

$$\frac{D_e}{\mu} = \frac{kT_e}{e} \qquad \text{[De 2] p. 103, (33)}$$

dans laquelle T_e désigne la température électronique (très différente de celle des molécules pendant la phase d'excitation). Comme : $\frac{3}{2}\frac{k}{e} T_e = 11$ V

et que la pente de la droite qui s'ajuste le mieux avec la courbe : $\bar{v}_d = f(\bar{E}/p)$ relative au néon (coordonnées non logarithmiques) vaut [Ro 4] p. 10 :

$$p.\mu = \frac{\bar{v}_d}{\bar{E}/p} = 1,27.10^6 \text{ cm}^2.\text{Torr}.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1} \quad .$$

il vient :

$$D_e = \frac{2}{3} \cdot 11 \cdot \frac{1,27.10^6}{760} = \underline{1,22.10^4 \text{ cm}^2.\text{s}^{-1}} \quad . \qquad (34)$$

La concordance entre les résultats (32) et (34) est telle (comparativement à la dispersion notée au § précédent : 2. B. d.) qu'on en vienne à redouter l'identité des deux modes de détermination. Or,

►théoriquement d'une part, si la formule d'EINSTEIN (33) implique la relation (12) utilisée en (32), elle contient, en outre, la relation dite de HERTZ-FOKKER [Ka 1] (à un coefficient numérique près cf. appendice III).

►expérimentalement, d'autre part, la méthode de RAMSAUER, conduisant à λ_e utilisée en (32) [Br 2] p. 4, diffère des méthodes de mesure des mobilités électroniques (μ intervenant en 33) dont on peut trouver les descriptions dans BROWN [Br 2] p. 53.

Cette discussion tend donc à inférer la solidité de l'équation de HERTZ-FOKKER (ou son équivalente) dans le domaine d'énergie W_e considéré.

ⓓ- Estimations numériques des étalements.

On est maintenant en possession de toutes les données numériques permettant le calcul de $(x_t)_o$ et $(x_\ell)_o$ (formules 19 et 27), à l'exception toutefois du temps d'excitation : t_e . Nous adopterons, pour ce dernier, la valeur de 1 µs , prévue initialement par A. KASTLER [Ka 1], utilisée effectivement dans nos expériences et se situant parmi les plus grandes de la littérature. La fréquence adoptée pour le champ électrique ($\nu = 1/T$), contenue dans une bande centrée sur 10 MHz, est également celle préconisée par A. KASTLER, avant l'exécution de ce travail.

On obtient, en introduisant : $t_d = t_e = 1$ µs dans (19), compte tenu de (13) et d'une moyenne entre (32) et (34), soit : $D_e = 1,2.10^4$ cm^2.s^{-1} :

$$\underline{2(x_t)_o = 5,3 \text{ mm}} \quad , \qquad (35)$$

la largeur de diffusion libre (1, 34 mm) représentant environ le quart de cette valeur (cf. § B. d.).

Il suffit d'ajouter à $2(x_t)_o$ l'amplitude de la dérive : $\overline{v_d}\,\frac{T}{2} = 1,8$ mm, $\overline{v_d}$ provenant de (31), pour obtenir, d'après (27) :

$$\underline{2(x_\ell)_o = 7,1 \text{ mm.}}$$

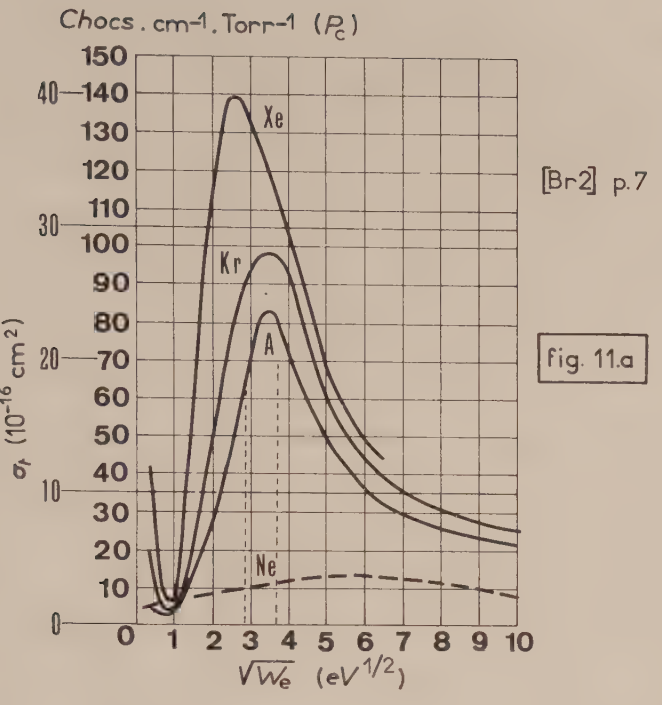
Les photographies que nous avons sélectionnées, obtenues par un déclenchement récurrent de la chambre, réalisant une coïncidence fortuite avec l'évènement (trace de particule α), sont reproduites à l'échelle 2/3 sur la planche XII . Elles correspondent donc à des temps de retard nuls ou très voisins de zéro (positifs ou négatifs). On montrera au chapitre VII , 2.B. que la probabilité de réalisation de ces évènements n'est pas négligeable et qu'ils furent effectivement observés avec la fréquence prévue. Toutefois, la largeur calculée, sans diffusion libre (5, 3 - 1, 34 ≈4 mm), est nettement supérieure à celle que l'on peut estimer sur le cliché (≈1 mm pour les plus fines), ce qui nous amène à supposer une diffusion ambipolaire (vraisemblablement imparfaite [De 2] p. 108) durant la phase d'excitation. Cette hypothèse est renforcée par l'existence d'une amplification électronique, laquelle rendra compte, au demeurant, d'une luminance suffisante de la trace développée ; examinons ces aspects de la question.

ⓔ - Amplification électronique.

La valeur de l'énergie cinétique moyenne : $W_e = 11$ eV, durant la phase d'excitation, se situant nettement au-dessous du seuil d'ionisation des gaz utilisés, l'examen des courbes de probabilité d'ionisation [Br 2] p. 108 pourrait laisser croire à une multiplication électronique inexistante. Cependant, la considération du premier coefficient de TOWNSEND : α (fig. 11-b.) indique le contraire. Ces deux résultats ne sont pas contradictoires : le premier se rapporte à un faisceau d'électrons monocinétiques, non accélérés pendant la traversée du gaz, le second à une distribution initialement maxwellienne [8], recevant de l'énergie du champ électrique, tout

---

[8] En réalité, la queue du spectre maxwellien se coupe, pendant l'accélération, en raison même de son pouvoir ionisant. Plusieurs modèles de distribution ont été proposés, celui de DRUYVESTEYN (1936) se rapportant particulièrement au néon [Lo 0] p. 273.



[Br2] p.7

fig. 11.a

Figure 11 : (a.) Sections efficaces de collision (totales)

(b.) Influence du taux d'impureté (A) sur le premier cœfficient α de TOWNSEND , dans le néon.

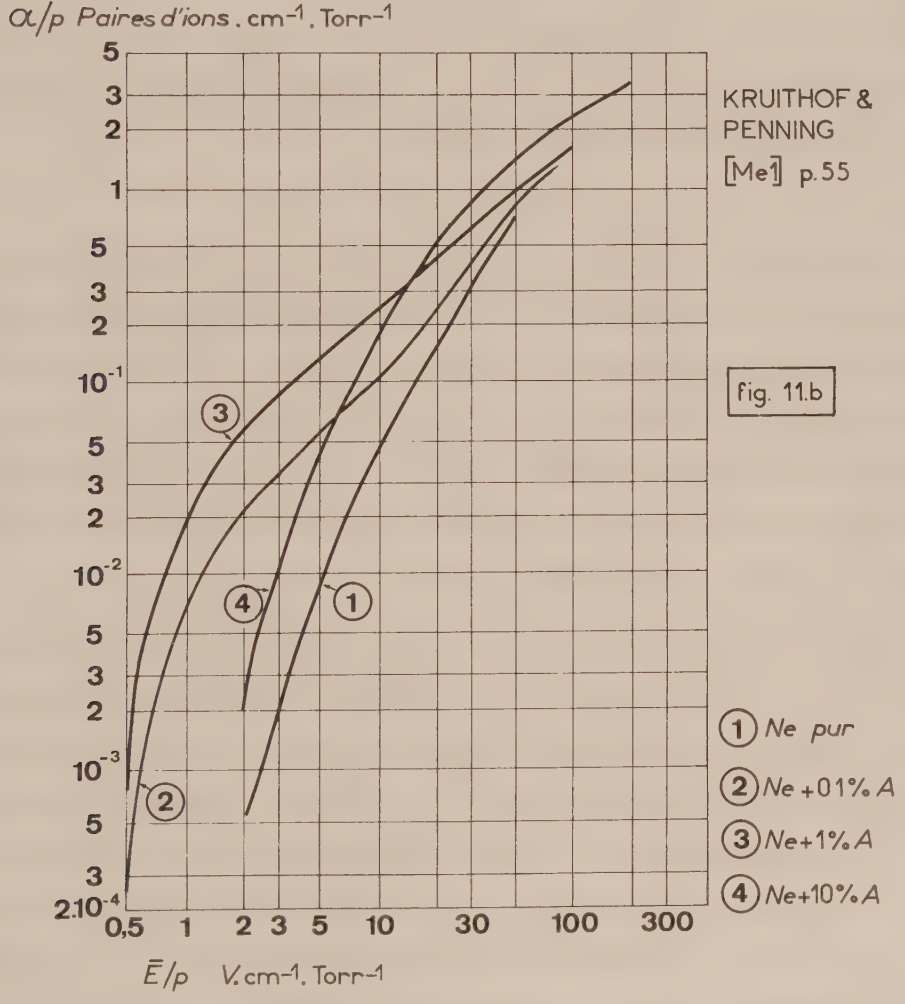


fig. 11.b

en conservant une vitesse moyenne égale à la précédente.

La valeur de α/p, correspondant à celle de $\bar{E}/p$ tirée de (31), figure dans les tables de KRUITHOFF relatives au néon pur à 0°C : $1,43.10^{-3}$ $cm^{-1}.Torr^{-1}$ [Lo 0] p. 694. Le parcours moyen d'un électron dans le sens du champ, valant 1,8 mm par demi-période, sera, pendant la durée totale de l'excitation : z = 3,6 cm. Un électron-germe engendrera donc, en moyenne $e^{\alpha z}$ électrons nouveaux ([Br 2] p. 123) :

$$e^{\alpha z} = \exp\left(1,43.10^{-3}.760.\frac{273}{293}.3,6\right) = \exp(3,65) \approx 40.$$

Cette valeur est certainement sous-estimée. En effet, l'addition au néon d'un faible pourcentage d'argon accroît considérablement le coefficient α pour les champs relativement faibles (fig. 11-b) et l'on peut supposer que la présence d'impuretés introduit un incrément comparable.[9] Dans le cas actuel ($\bar{E}/p = 2,7$), en supposant un effet équivalent à 0,1% A, α/p passerait de $1,43.10^{-3}$ à 3.10^{-2}, l'amplification correspondante ($\bar{v}_d$ conservée) atteignant une valeur astronomique : e^{76} (!), jamais réalisée dans la pratique, pour les raisons exposées plus loin (§ D).

Remarque :

Notons que ce facteur de multiplication électronique est extrêmement sensible aux variations de W_e. Une baisse de 10% (passage de 11 à 10 eV), correspondant à un champ électrique diminué de 33%, entraîne une chute beaucoup plus importante du coefficient d'amplification, ramené de 40 à 2. Inversement, un accroissement de 11 à 11,5 eV, correspond à une forte augmentation de E_o (qui devient 4,8 kV au lieu de 3) tandis que l'amplification croît d'une façon considérable : 3.10^6 (!).

C'est pour cette raison que la valeur hypothétique initiale de W_e demandait à être précisée comme on l'a fait au moyen de nos résultats expérimentaux. C'est également pour cette raison que la trace révélée, à la tension de seuil, apparaît distinctement sur fond noir, sans aucun parasite tandis que le franchissement de ce seuil s'accompagne d'un fond constellé de points lumineux qui correspondent à de vieux électrons isolés, non encore attachés aux molécules, ni absorbés par les parois, faute de champ de balayage. La planche XII montre un tel bruit de fond.

---

[9] Effet Penning : $V^*_{métastable}$ (Ne) = 16,53 V > V_i (A) = 15,8 V.

ⓕ- Luminance de la trace.

Partons des conditions de prise de vue qui seront décrites au ch. VIII, 2. C. pour vérifier grossièrement la vraisemblance du résultat précédent (amplification ≈ 40). Pour une densité optique de 0,6 (mesurée par KODAK sur l'émulsion 2475 utilisée) la lumination correspondante est de 10^{-3} lux. s [Ba 1], soit un éclairement de 10^{3} lux pendant 1 µs. L'angle solide sous lequel on voit d'un point de la pellicule le diamètre d'ouverture f/1,5 de la pupille de sortie est : 0,31 stéradians. La luminance de l'image, égale à celle de la trace révélée [Br 3] p. 18, en négligeant le facteur de transmission, vaut donc environ 3000 nits.

A une longueur de trace de 1 cm, large de 1 mm, correspond une image de $0,1/5^{2}$ cm^{2} (grandissement $\approx 1/5$), recevant un flux lumineux de : 10^{3} (lux) $.4.10^{-7}$ (m^{2}) $= 4.10^{4}$ lumen . L'angle solide Ω sous lequel on voit, de la source, la pupille d'entrée de l'objectif vaut :

$$\Omega = 2\pi(1 - \cos\theta) \approx 2\pi.\frac{\theta^{2}}{2} = \pi\left(\frac{1,7}{25}\right)^{2} = \pi.4,6.10^{-3} \quad .$$

Par suite, le flux total émis par 1 cm de longueur de trace est :

$$\frac{4.10^{-4}}{\Omega} . 4\pi = 0,35 \text{ lumen} \quad .$$

Dans l'ignorance de la composition spectrale de la lumière émise par la trace, on peut admettre approximativement (comme dans les tubes à décharge [Br 3] p. 22 bis) une correspondance entre unités photométriques et énergétiques de ≈ 100 lumens/watt. Une longueur de 1 cm de source émet donc au total l'énergie : $3,5.10^{-3}.10^{7}$ (erg/s) $.10^{-6}$ (s) $= 3,5.10^{-2}$ erg. soit $\approx 2.10^{10}$ eV , c'est-à-dire $\approx 8.10^{9}$ photons de 2 à 3 eV chacun.

Pour produire ces 8.10^{9} excitations, il y a $\approx 40\,000$ électrons primaires (cf. tableau II) multipliés par un facteur d'amplification moyen m . Chacun d'eux a une fréquence de collision de : $\bar{v}/\lambda e = 1,4.10^{12}$ chocs/s, une probabilité P_s que son énergie dépasse le seuil d'excitation et une probabilité conditionnelle P_{ex} $\left(= \frac{\sigma_{ex}}{\sigma_c}\right.$ cf. appendice II) d'exciter une molécule, sachant que son énergie a dépassé le seuil, d'où la relation :

$$40\,000.m.1,4.10^{12}.10^{-6}.P_s.P_{ex} = 8.10^{9} \quad \text{ou :} \quad m.P_s.P_{ex} = 0,14 \quad .$$

Or, d'après le paragraphe e, on aurait : m moyen ≈ 20

d'après [La 1] p. 29 (fig. II, 2 - app. II) : $P_{ex} \approx 10^{-3}$

par suite : $P_s \approx 7$ (!) .

On peut rétablir la vraisemblance par application d'un facteur de l'ordre de 100 à m, car, bien évidemment, P_s ne saurait dépasser quelques pourcents.

On voit ainsi, se confirmer la nécessité de supposer une amplification de l'ordre de quelques 10^3 dans notre expérience. D'ailleurs RAETHER estime que, dans les meilleures conditions d'enregistrement optique, l'amplification d'une avalanche (issue d'un électron unique) doit atteindre 4.10^3 pour que sa probabilité de détection soit pratiquement égale à l'unité [Ra 2] p. 7. Le manque de précision de l'estimation faite en e. , expliqué dans la remarque, se conçoit facilement en observant que la différentielle :

$$d(e^{\alpha z}) = ze^{\alpha z}d\alpha + \alpha e^{\alpha z}dz = e^{\alpha z}(zd\alpha + \alpha dz) \quad ,$$

proportionnelle à une exponentielle, rend les incertitudes extrêmement critiques, d'autant plus que α varie lui-même très vite (fig. 11-b.) .

ⓖ - Diffusion ambipolaire.

L'hypothèse d'une diffusion ambipolaire, au moins imparfaite, s'est imposée en d. et renforcée en f. L'expression générale du coefficient correspondant [De 2] p. 107 :

$$D_s = \frac{\mu_i D_e + \mu_e D_i}{\mu_i + \mu_e} F(n_i, n_e, \mu_i, \mu_e) = D_a . F(n_i, n_e, \mu_i, \mu_e)$$

contient une fonction, dépendant des gradients de concentration n_i et n_e (ionique et électronique), que nous ne saurions traiter. Aussi, se limitera-t-on au calcul de D_a, coefficient de diffusion ambipolaire parfaite, sachant d'avance que l'épaisseur de trace qui en découlera risque d'être minorée.

La mobilité μ_i de Ne^+ dans Ne (expérimentale) se trouve dans [Lo 0] p. 103 et vaut, avec notre valeur de $\overline{E}/p$ (31) : $\mu_i = 4\ cm^2.V^{-1}.s^{-1}$, d'où $\overline{v}_{d,i} \approx 8000$ cm/s [9]. Cette valeur, reportée dans l'équation de HERTZ-

---

9) L'extrapolation des courbes expérimentales donnant directement $\overline{v}_{d,i}$ en fonction de $\overline{E}/p$ (limitées à $\overline{E}/p = 10\ V.cm^{-1}.Torr^{-1}$) [Ra 1] p. 68 est en bon accord avec cette valeur ($\approx 6.10^3$ cm/s) .

FOKKER où l'on introduit λ_g (§ 2. B. a.), reliée à λ_i par : $\lambda_i = \lambda_g\sqrt{2}$ [La 1] p. 79, donne : $\frac{1}{2} m_i v_i^2 \approx 0,4$ eV .

Son report dans l'équation d'EINSTEIN (33) fournit : $D_i \approx 1\ cm^2.s^{-1}$.

Et finalement :

$$D_a = \frac{1,67.10^3 + 4.1,2.10^4}{1,67.10^3} \approx 29\ cm^2.s^{-1}$$

La largeur de diffusion, pendant la phase d'excitation ($t_d \approx 0$), deviendrait :

$$2(x_t)_o = 4,66\sqrt{D_a t_e} = \underline{0,25mm} .$$

Le résultat est maintenant 4 fois plus petit que la valeur expérimentale. On a donc très vraisemblablement une diffusion ambipolaire imparfaite, de coefficient égal à 16 D_a, dans nos conditions d'excitation, avec des particules α, soit :

$$\underline{D_s \approx 464\ cm^2.s^{-1}} .$$

(D.) Comparaison aux régimes de streamer et d'étincelle - Conclusion.

On peut se demander où conduit la rapidité de croissance du facteur de multiplication électronique, $e^{\alpha z}$, observée aux paragraphes C. e. et f. Pour une taille critique de e^{18} ou e^{20} ($\approx 10^8$), la charge d'espace est telle que la croissance de l'avalanche, en provenance d'un électron unique, soumis à un champ unidirectionnel constant, s'interrompt [Ra 2] p. 14. Cependant, un autre processus beaucoup plus rapide (10^8 cm/s [Ra 1] p. 125) de propagation par photons (streamer) prend le relais, engendrant à distance de nouvelles avalanches (fig. 13 , p. 69).

(a) - Limitation du processus d'avalanche.

La figure 12 schématise l'état de développement à l'instant t ($t < t_{critique}$) d'une avalanche issue d'un électron-germe situé au point O, à l'instant t = 0. On admettra (avec RAETHER) :

- que les N électrons, créés dans l'intervalle de temps $[0, t]$ et à la cote $z > 0$ variable, proviennent de z = 0 à l'instant t = 0,
- et que la distribution reste maxwellienne.

Dans ces conditions, le vecteur déplacement $\overrightarrow{OA_i}(t)$ (fig. 12) d'un électron quelconque, supposé soustrait à l'influence du champ, subit une

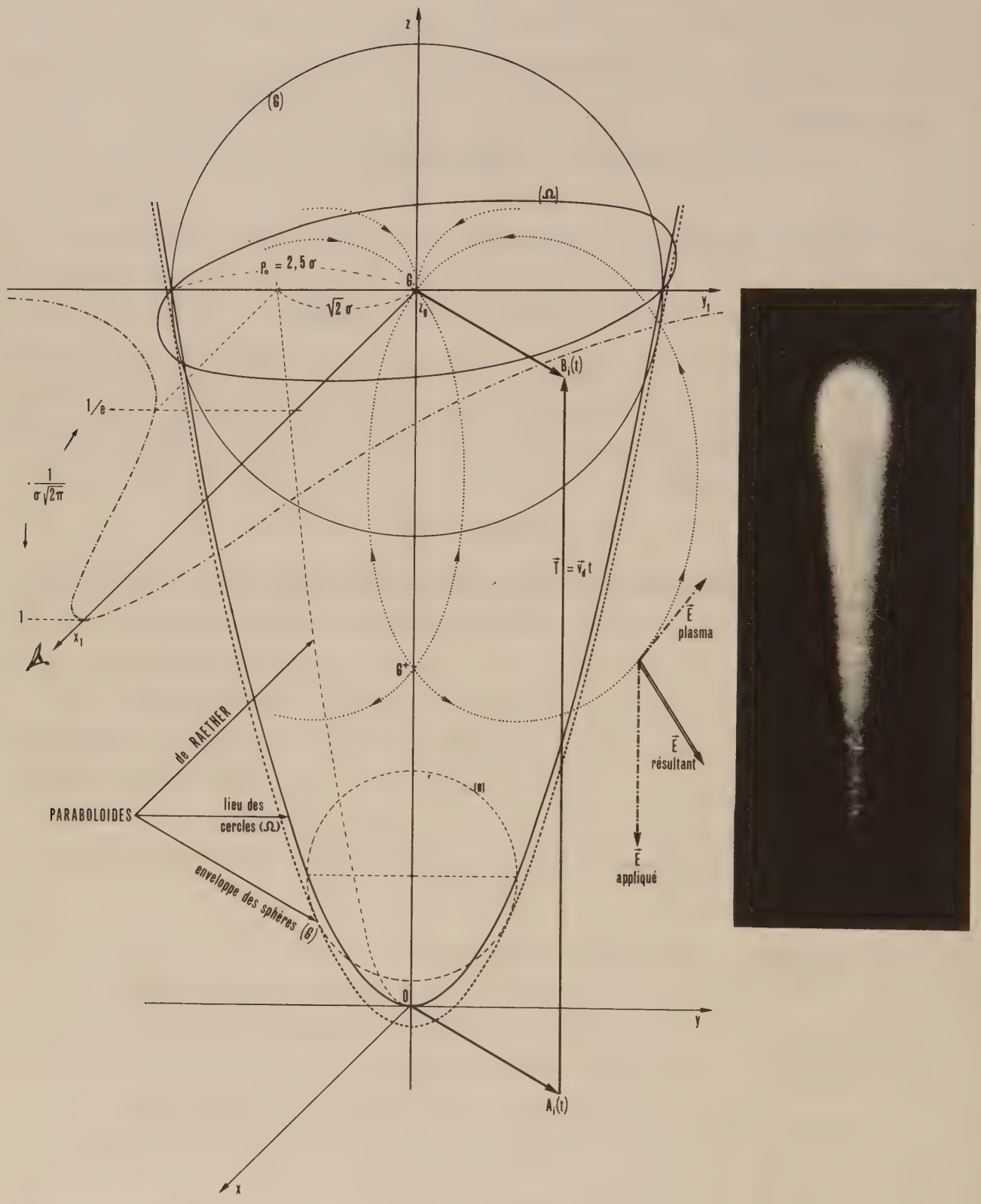


Figure 12 : Aspect théorique et expérimental d'une avalanche issue d'un électron unique. Photographie de H. RAETHER à la chambre de WILSON.

translation constante

$$\overrightarrow{A_iB_i} = \vec{T} = \vec{v}_d t \quad , \tag{33}$$

lorsque celui-ci intervient. Or, en raison de l'isotropie de la diffusion (Maxwell) :

$$\sum_{i=1}^{N} \overrightarrow{OA_i} = 0 \tag{34}$$

ce qui définit O comme le barycentre des charges négatives à dérive nulle ($\vec{E} = 0$). Lorsque $\vec{E}$ agit, le barycentre G , toujours défini par

$$\sum_{i=1}^{N} \overrightarrow{GB_i} = 0 \tag{35}$$

se déplace. La relation (35) peut s'écrire, compte tenu de (33) :

$$\sum_{i=1}^{N} (\overrightarrow{GO} + \overrightarrow{OA_i} + \overrightarrow{A_iB_i}) = N\overrightarrow{GO} + \sum_{i=1}^{N} \overrightarrow{OA_i} + N\vec{T} = 0$$

ou, par suite de (34) :

$$\overrightarrow{OG} = \vec{T} = \vec{v}_d t \, . \tag{36}$$

Le centre de gravité G des charges négatives se déplace donc à la vitesse de dérive $\vec{v}_d$ tandis que celui des charges positives, restées pratiquement immobiles à l'emplacement de leur formation, se déplace beaucoup plus lentement. Il y a donc création d'un champ opposé au champ excitateur, tendant à annuler ses effets à l'intérieur de la petite "goutte" de plasma et se composant avec celui-ci dans l'espace environnant (fig. 12). RAETHER a établi que la compensation totale se produit, à l'intérieur, lorsque : $N \approx 10^8$, au temps $t = t_{crit.}$, mais que le maintien du champ au delà de cette durée, engendre à l'extérieur de la "goutte" le streamer. Parallèlement, le coefficient α diminue dès que N dépasse 10^6 [Ch 3] p. 326.

Autour du point G, la diffusion est supposée isotrope et maxwellienne à l'instant t . Le rayon ρ_o de la sphère, de centre G , contenant 90% des N électrons créés, a pour valeur (cf. appendice IV) :

$$\rho_o = 2{,}5\,\sigma = 3{,}54\sqrt{Dt} \tag{37}$$

et comme :

$$z_g = v_d t \quad , \tag{38}$$

la combinaison de (37) avec (38) montre que le lieu géométrique du cercle (Ω) d'intersection de la sphère (G) avec le plan $x_1 G y_1$ est un paraboloïde de révolution d'axe Oz dont la méridienne a pour équation :

$$z_g = 8.10^{-2} \frac{v_d}{D} y^2 . \qquad (39)$$

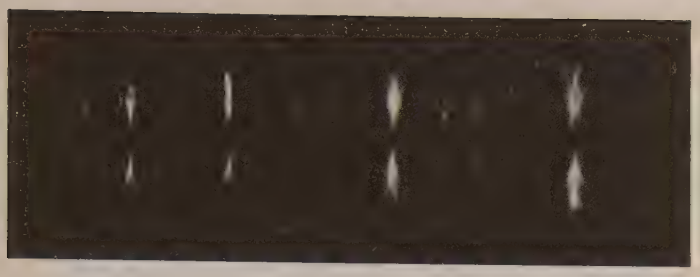
RAETHER, qui se place du point de vue de l'observateur visant suivant $\overrightarrow{x_1 G}$, ne considère que la tranche infiniment fine comprenant le plan moyen $x_1 G y_1$, avec la convention déjà citée (Ch. II, 2. B. d.), c'est pourquoi son coefficient numérique dans (39) est : 1/4 [Ra 1] p. 7. Toutefois ce paraboloïde lieu des cercles (Ω) n'est pas exactement l'enveloppe des sphères (G) qu'il conviendrait peut-être de considérer d'une façon plus rigoureuse. Nous montrons que cette enveloppe (cf. appendice V) est encore un paraboloïde voisin du premier mais ne passant pas par l'origine. De toutes façons les formes d'avalanches obtenues expérimentalement ne cadrent pas bien avec cette théorie (fig. 12), ce qui ne saurait surprendre au vu des hypothèses.

ⓑ - Intervention des streamers - Comparaison des différents régimes.

La figure 13 montre l'effet d'un champ d'amplitude croissante et de durée constante ou inversement. Lorsque $\overline{E}/p$ franchit l'intervalle [1-20 $V.cm^{-1}.Torr^{-1}$], W_e passe de 8 à 13 eV (fig. 10) et $\sqrt{W_e}$ de 2,8 à 3,6 $(eV)^{1/2}$. Il en résulte que λ_e reste pratiquement invariable (fig. 11-a), que $\overline{v}$ change peu (de 150 à 190.10^6 cm/s -fig. 10) tandis que $\overline{v}_d$ augmente beaucoup (les données relatives à son comportement au delà de $\overline{E}/p = 6$ font défaut mais il est probable que la charge d'espace limite beaucoup sa croissance). En conséquence, nous avons admis, sur la fig. 13, un coefficient D constant.

Des trois moyens utilisables pour amener la tête d'avalanche, zone la plus lumineuse [Ra 1], aussi près que possible de la trajectoire initiale, deux ont été largement développés, le troisième constitue l'objet de ce travail :

► (i) - régime de streamer : réduction de la longueur du cône par diminution de la durée d'excitation ($\approx$10 ns) et augmentation corrélative du champ ($\approx$ 20 kV/cm). Le gain serait peu sensible, en raison de la croissance très rapide de $\overline{v}_d$, si l'on n'atteignait le stade saturant. On pousse le développement au-delà de ce stade, en utilisant le nouveau régime de propagation, symétrique cette fois, créant de nouvelles avalanches par photo-électrons-germes, sans toutefois laisser le canal prédisruptif joindre les



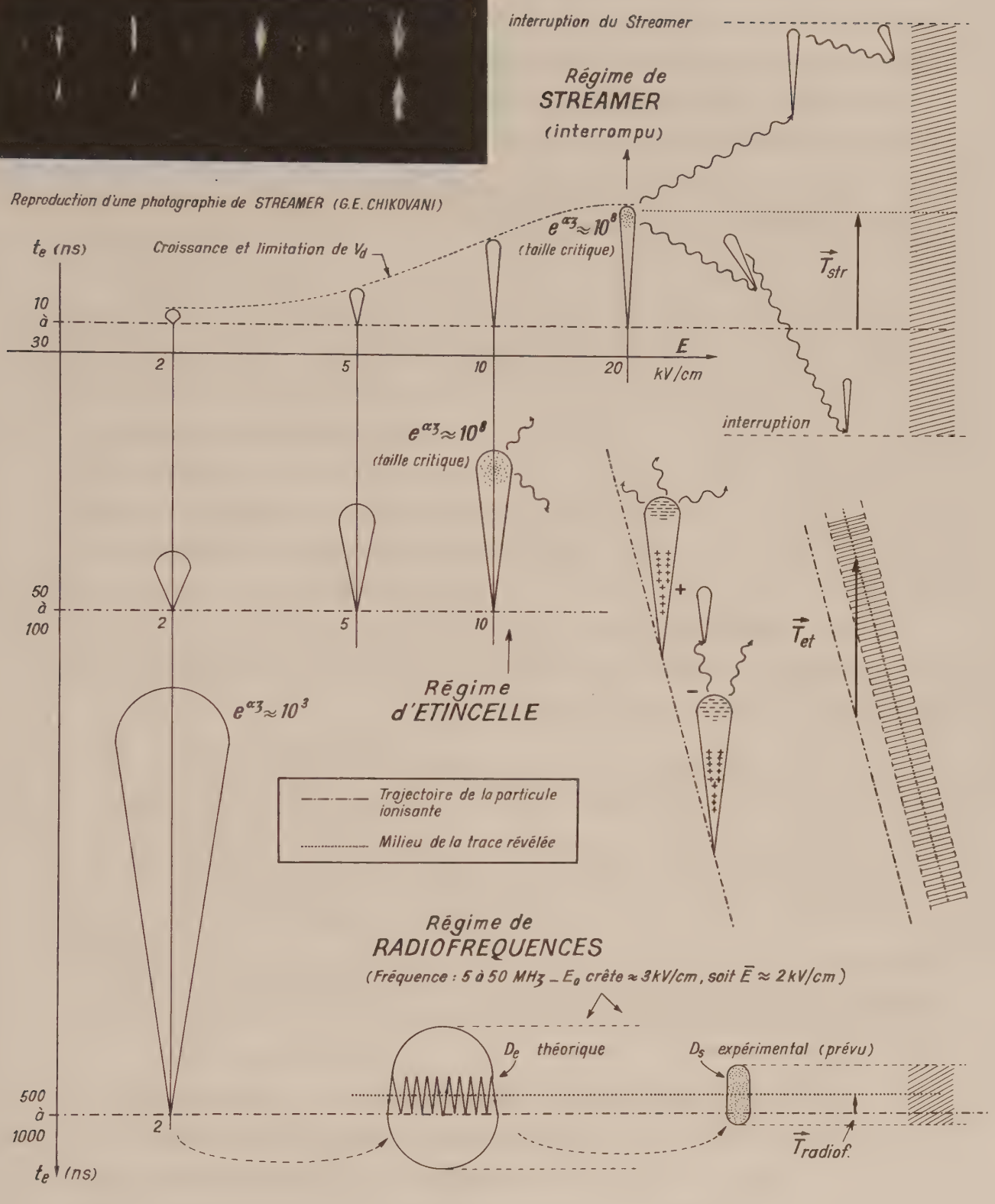


Figure 13 : Comparaison des différents régimes d'excitation d'une chambre à étincelles.
Influence de l'amplitude, de la durée et de la forme du champ électrique sur le développement de l'avalanche et du streamer (longueur et largeur approximativement proportionnelles à t_e et à $\sqrt{t_e}$ respectivement).
La diffusion libre, pendant le temps de retard, la même dans les trois cas, n'est pas comptée.

électrodes, d'où le nom de streamer interrompu (fig. 13). L'interruption a lieu par coupure du champ ([Ch 5] éclateur-shunt) ou par addition au gaz d'un extincteur de photons (CH_4 par exemple [Fa 2] et [Sc 0]). Ces chambres représentent généralement des installations qui ne sont pas à la portée de tous les laboratoires ([Vi 1] par exemple).

►(ii) - régime d'étincelle : pseudo parallélisme avec la trajectoire. La durée d'excitation est plus longue ($\approx$ 50 ns) et le champ moins intense ($\approx$10 kV/cm) d'où une longueur de cône augmentée. Le rapprochement de la tête d'avalanche avec la trajectoire initiale se réalise grâce à une faible inclinaison de la trace par rapport au champ électrique. Malgré un vecteur translation $\vec{T}_{ét.}$ plus grand que $\vec{T}_{st.}$, la localisation est meilleure et la trace plus lumineuse, les avalanches se fondant entre elles pour donner un canal reliant les deux électrodes, livrant passage à un fort courant de conduction. En contrepartie, la chambre est anisotrope et, de plus, le courant d'étincelle adoptant un chemin préférentiel, des évènements identiques peuvent apparaître avec des brillances très inégales ([Ga 2] par exemple).

►(iii) - régime oscillatoire : on voit l'intérêt de replier le cône d'avalanche un grand nombre de fois sur lui-même pour gagner une bonne localisation, tout en conservant l'isotropie (fig. 13).

La faible amplification et la neutralité moyenne du plasma due aux inversions de champ, faisant "vibrer" en quelque sorte les électrons entre les mailles du réseau ionique (et coïncider en moyenne les deux centres de gravité G^- et G^+, fig. 12), laisse inaltéré le champ avoisinant où d'autres avalanches peuvent se développer indépendamment les unes des autres. Cette différence avec les chambres à streamer où le pouvoir de résolution longitudinal (dans l'axe de la trace) est de 5 à 7 mm [Ro 3] p. 92 paraît essentielle.

Comme corollaire de la faible amplification, α n'est pas réduit par la charge d'espace et le champ d'excitation correspondant garde une valeur faible ($\overline{E}_{seuil} \approx 2$ kV/cm), la lumière de la trace étant proportionnelle à l'ionisation spécifique.

Mais, corrélativement aussi, l'importance de la diffusion augmente. Les exigences de cette chambre H. F, à "excitation lente", concernant le gaz de remplissage, étant différentes de celles des deux autres types

de décharge, l'utilisation du même mélange gazeux ne paraît pas indiqué. L'attention doit se porter, en raison de cette lenteur, sur le coefficient de diffusion . Il semble que l'argon donnerait à cet égard des valeurs de D beaucoup plus faibles, si l'on en juge par les courbes de la figure 11-a. Le maximum relatif à l'argon (7 fois plus élevé que celui du néon) se situe précisément dans le domaine d'énergie considéré ($\sqrt{W_e}$ allant de 2,8 à 3,6 $(eV)^{1/2}$) ; il correspondrait à un étalement de la trace 2,5 fois plus petit.

ⓒ- Conclusion.

Les conditions de révélation des traces dans la chambre à radiofréquences, prévues théoriquement par A. KASTLER [Ka 1] et qui guidèrent nos recherches, se trouvent confirmées dans leurs ordres de grandeur :

- temps de retard $\approx$ 1 µs
- temps d'excitation $\approx$ 1 µs
- fréquence du champ électrique $\approx$ 10 MHz
- pression du gaz rare utilisé $\approx$ 1 atm.

L'expérience a permis de préciser :

- le seuil d'amplitude du champ électrique ($\approx$ 3 kV/cm - valeur crête) correspondant au seuil d'enregistrement photographique (plus élevé que celui de la perception visuelle après accoutumance à l'obscurité)
- l'étalement transversal (perpendiculairement au champ - plus faible que prévu $\approx$ 1 mm)
- le degré de pureté du gaz qui n'est pas critique (cf. ch. VII , 2. B. analyse du gaz ayant séjourné plusieurs mois dans la chambre)

et d'estimer :

- l'énergie cinétique moyenne des électrons (W_e = 11 eV)
- la valeur du coefficient de diffusion ambipolaire imparfaite ($D_s \approx 500\ cm^2.s^{-1}$)
- l'ordre de grandeur du coefficient d'amplification électronique ($\approx 10^3$), le régime d'excitation pure par les électrons primaires étant irréalisable et insuffisant.

Trois lacunes subsistent du point de vue expérimental :

- étude du mélange gazeux le plus favorable :
  - * du point de vue diffusion (cf. § précédent)
  - * du point de vue rendement lumineux : Etude du spectre

(suggérée par A. KASTLER) et conversion des U.V. en visible (par addition de 0,1 à 0,5% d'azote - d'après FALOMKIN et al (1968) [Fa 2]).

- ➙étude de l'extension longitudinale de la trace révélée (parallèlement au champ)
- ➙révélation des particules au minimum d'ionisation (possible dans les mêmes conditions, selon CHARPAK[10]) suivant le mode déclenché (fig. 4 , p. 14).

L'appareillage relatif à cette dernière série d'expériences a été construit. Il est décrit au chapitre VII , 2. A. et fera l'objet d'un travail ultérieur.

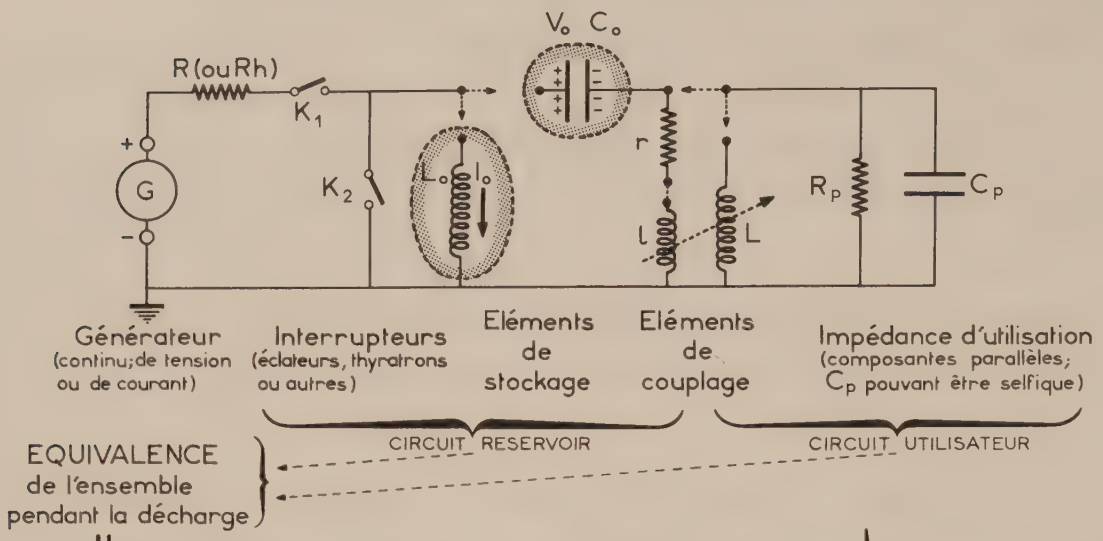
Examinons maintenant la solution électronique du problème de la production d'impulsions présentant les caractéristiques requises :

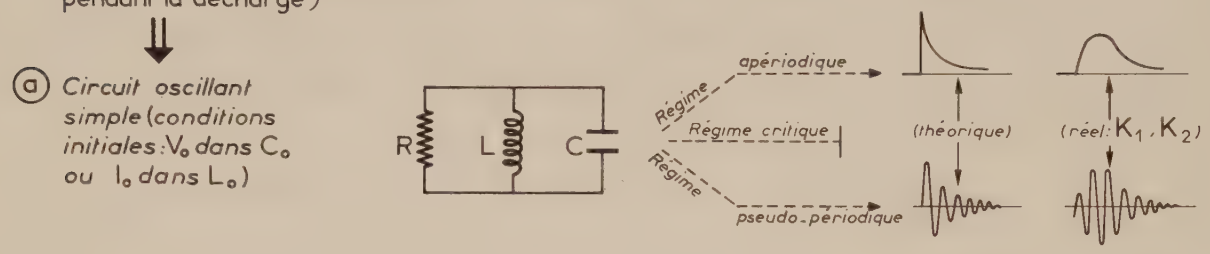
- ➙tout d'abord les possibilités offertes par les systèmes existants (ch. III)
- ➙ensuite la solution conçue et mise en œuvre (ch. IV).

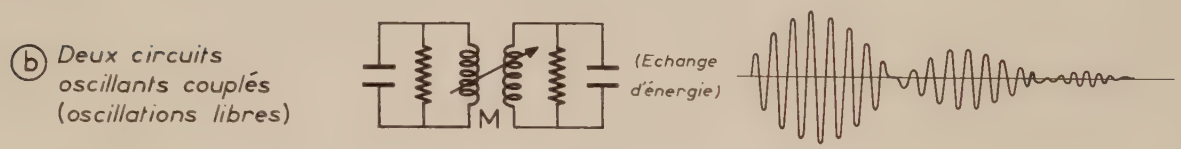
———*———

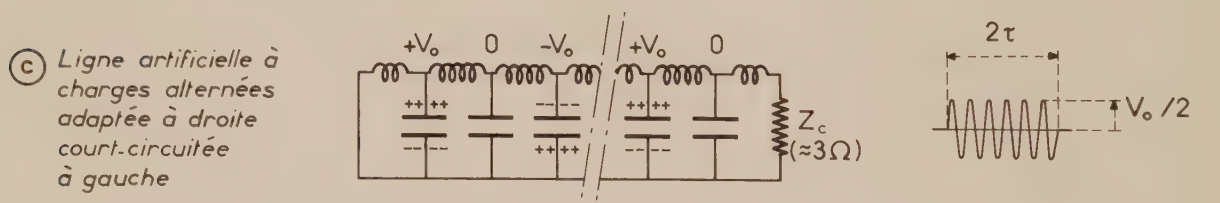
[10] CHARPAK communication privée.

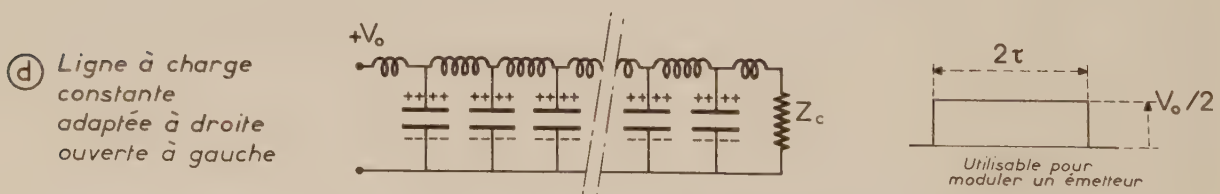
DIFFERENTS MODES DE STOCKAGE ET DE LIBERATION DE L'ENERGIE ELECTROSTATIQUE OU MAGNETOSTATIQUE











ou

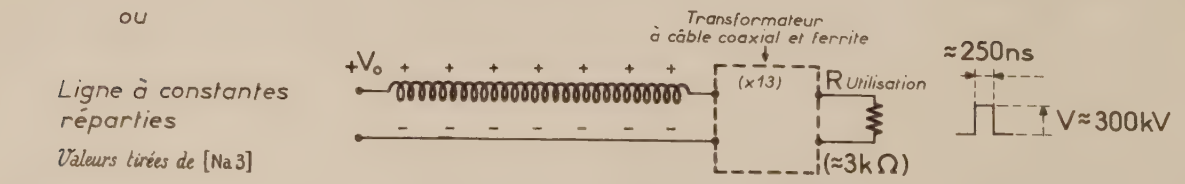


Figure 14.

CHAPITRE III

METHODES ACTUELLES DE PRODUCTION DES IMPULSIONS DE HAUTE TENSION A DECLENCHEMENT RAPIDE.

Le problème de l'excitation des chambres à étincelles se confond avec celui du stockage et de la libération déclenchée de l'énergie sous une forte puissance. Nous avons vu (fig. 1) les caractéristiques de l'impulsion idéale qu'on attend du générateur et l'ordre de grandeur du retard. Examinons la solution générale apportée à ce problème par les systèmes actuels. Ils sont tous constitués :

(i) - d'un générateur de tension ou de courant auquel on associe en série une résistance élevée ($\approx M\Omega$) qui l'isole pendant les transitoires. L'isolement étant progressif avec les supraconducteurs, on utilise un rhéostat.

(ii) - d'un circuit réservoir contenant l'élément de stockage (inductance ou capacité ou ligne à retard, artificielle ou non).

(iii) - d'un circuit d'utilisation distinct du précédent ou branché en parallèle sur lui.

(iv) - d'éléments de déclenchement (interrupteurs, éclateurs, thyratrons) et, éventuellement, de couplage entre les deux circuits.

La figure 14 schématise ce principe général et les diverses réalisations adoptées. Examinons les successivement.

(1) Stockage d'énergie électrostatique dans un condensateur : ($W = \frac{1}{2} CV^2$).

C'est le moyen le plus couramment utilisé, tant pour les chambres à étincelles que pour l'excitation des lasers ou la production des plasmas.

(A.) Décharge apériodique dans une résistance :

C'est le système d'excitation classique des chambres à étincelles

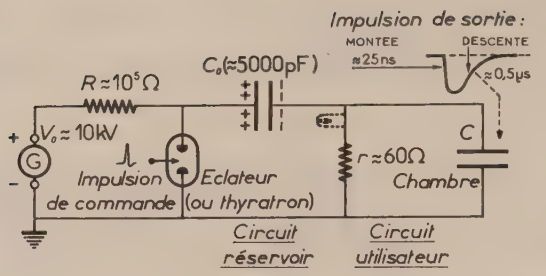


Figure 15 : Excitation des chambres "minigaps".

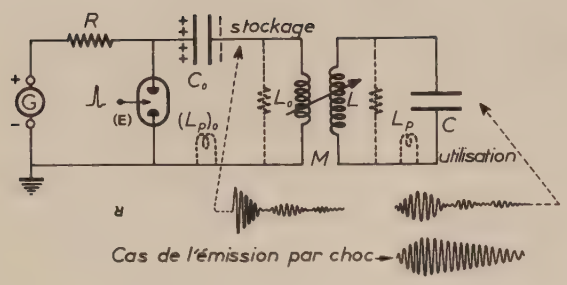


Figure 16.

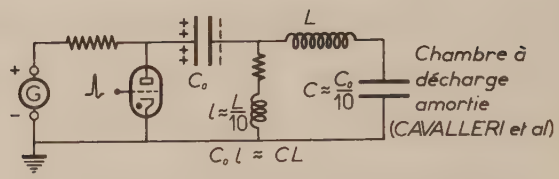
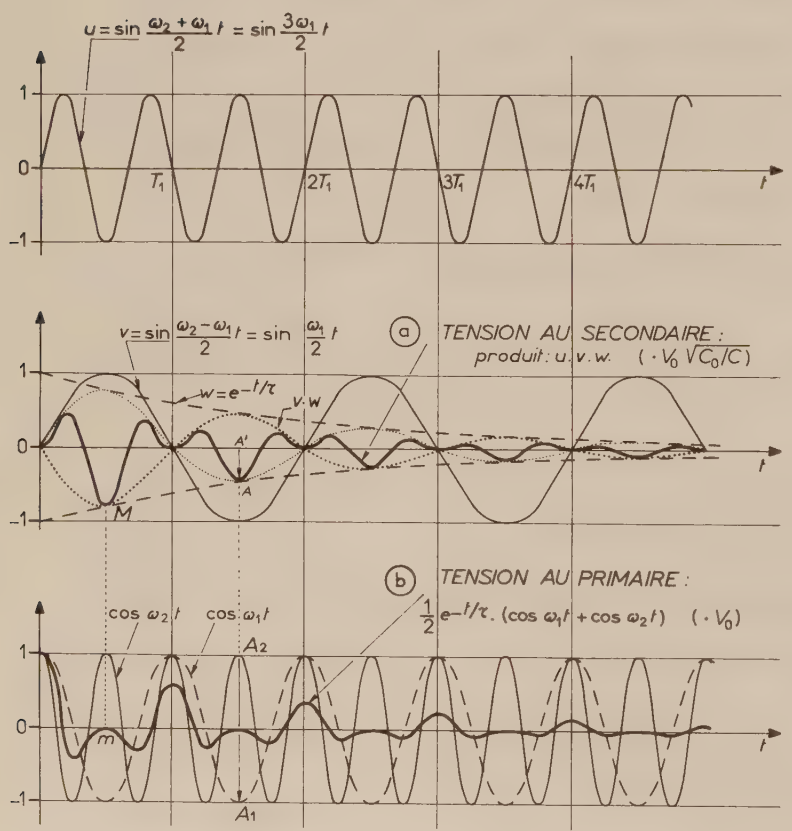


Figure 17.



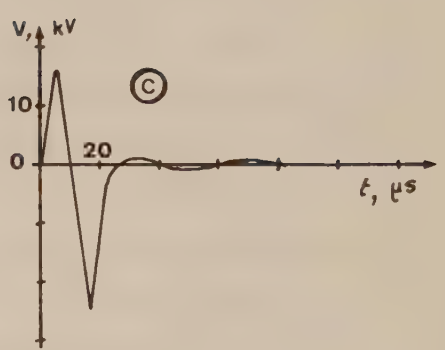


Figure 18 : Oscillations libres de deux circuits, ayant même fréquence de résonance ω_0, couplés de telle manière (k = 3/5) que le rapport des fréquences des deux modes : ω_2/ω_1 soit égal à 2.

Construction effectuée à l'échelle à partir des courbes en sinus (u et v → ⓐ) ou des courbes en cosinus :

courbe ⓐ : $\overrightarrow{A'A} = \overrightarrow{A_2A_1} \cdot \frac{w}{2}$

courbe ⓑ : ordonnée du milieu de $\overrightarrow{A_2A_1}$ · w .

Courbe ⓒ : Expérience [Fi 1].

"minigaps", depuis que FUKUI et MIYAMOTO l'utilisèrent en 1959 [Fu 4] p. 114. On le rencontre fréquemment dans la littérature [Ga 1], [Ch 3] p. 331 et [Au 1]. Il est schématisé sur la figure 15. La valeur de la capacité réservoir C_o ($\approx$ 5000 pF par plaque) est environ 5 à 10 fois celle de la chambre C. Le front de montée de l'impulsion (négative) est déterminé par la constante de temps de décharge des deux capacités, C et C_o en série, dans l'éclateur : $\approx 500.10^{-12}$ (F). 1(Ω) = 50 ns (en estimant, comme le fait CHARPAK [Ch 3] p. 338, la résistance de l'éclateur à en environ 1 Ω pendant la décharge). La constante de temps de décroissance est celle des deux capacités : C + C_o (en parallèle), dans r, soit : $\approx 5000.10^{-12}.60 = 0,3$ µs. Le retard, égal à celui du thyratron ou de l'éclateur vaut, comme on l'a vu (ch. II, 1. A. a.) environ 100 ns dans le premier cas et 30 ns dans le second mais certains auteurs citent des valeurs inférieures à 10 ns [Fi 3], [Me 3], susceptibles même d'approcher la nanoseconde dans le cas d'un déclenchement par laser [St 2], [Al 1].

(B.) Décharge apériodique interrompue.

Dans le but de produire des impulsions rectangulaires, NACIBOV et LOMAKIN réalisent, en 1964, un générateur de haute tension dans lequel la capacité réservoir C_o est mise en circuit (résistance R) par un premier thyratron et hors circuit par un second, après un retard déterminé τ [Na 1]. La constante de temps de décharge RC_o étant relativement grande, la valeur de l'exponentielle se maintient à 1% près pendant le temps τ. Le système est assez lent (front de montée et de descente de plusieurs microsecondes). Il n'est donc compétitif vis à vis de la ligne chargée en continu (ch. III, 3.) que sur le plan de l'énergie totale délivrée à chaque impulsion et non de sa puissance.

(C.) Décharge pseudo-périodique dans des circuits oscillants couplés.

On sait [Gr 1] p. 203-207 que deux circuits oscillants couplés (mutuelle M), à faibles pertes et accordés sur la même fréquence propre : $(L_{p,o} + L_o) C_o = (L_p + L) C$ (fig. 16.), échangent périodiquement leur énergie au cours d'oscillations libres, engendrées, par exemple, par la décharge d'une capacité réservoir C_o, mise en circuit au moyen de l'éclateur (E). La décroissance des amplitudes, à enveloppes exponentielles, est fonction de l'importance de l'amortissement (fig. 18). On citera, en a., une

application de ce procédé puis en b. et c. deux séries de recherches le concernant.

ⓐ - Excitation de la chambre à lumière (CAVALLERI et GATTI - 1962-1966).

Le schéma de leur montage [Ca 1] et [Ca 2] est représenté sur la figure 17 mais on ne reconnaît pas, dans l'impulsion correspondante (reproduite fig. 2), la forme caractéristique en fuseaux prévue théoriquement ([Gr 1] fig. 138) . C'est que, probablement, la valeur du couplage correspond à l'aspect c. de la figure 20.

L'avantage sur A. c'est qu'il constitue un autotransformateur élévateur permettant de réduire la tension de la source. L'inconvénient provient de l'amortissement : on n'est maître que de l'amplitude initiale (tombant à la moitié au bout de 3 pseudo-périodes) et l'on ne contrôle pas non plus la durée totale du signal. Autre inconvénient, si l'on veut stocker assez d'énergie C_o doit être grand et comme les inductances parasites $L_{p,o}$ et L_p , dues aux connexions, ne sont pas négligeables, on est limité vers les fréquences élevées. C'est ce qu'on va observer au paragraphe suivant.

ⓑ - Méthode de la double résonance (FINKELSTEIN et al - 1966).

Ce procédé, imaginé pour rivaliser avec le générateur de MARX (décrit plus loin), est désigné par ses auteurs [Fi 1] sous le nom de "principe de la double résonance". Il s'agit de transférer toute l'énergie stockée, déduction faite des pertes, de C_o dans C en un temps minimal. La durée du premier fuseau se réduira donc à une demi-période du mode de résonance de plus basse fréquence (ω_1) . Cette condition se réalise lorsque la fréquence du deuxième mode de résonance (ω_2) est double de la précédente : $\omega_2 = 2\,\omega_1$. En effet, des formules (82) et (83) p. 206 [Gr 1] on peut déduire, pour la tension au secondaire V_s , en négligeant $1/Q^2$ devant l'unité et en exprimant les conditions initiales :

$$V_s = \frac{V_o}{2}\left(\frac{C_o}{C}\right)^{1/2} e^{-t/\tau}\,(\cos\omega_1 t - \cos\omega_2 t) \qquad (1)$$

ou

$$V_s = V_o\left(\frac{C_o}{C}\right)^{1/2} e^{-t/\tau}\,.\sin\frac{\omega_2+\omega_1}{2}t\cdot\sin\frac{\omega_2-\omega_1}{2}t. \qquad (2)$$

Cette expression prendra une valeur absolue maximale, à l'instant $t = \theta$, si, d'une part, θ est le plus petit possible (eu égard à l'exponentielle) et si, d'autre part, les sinus deviennent simultanément égaux à ± 1, soit :

$$\left.\begin{array}{l} \dfrac{\omega_2 + \omega_1}{2}\,\theta = p\,\dfrac{\pi}{2} \qquad \text{et} \qquad \dfrac{\omega_2 - \omega_1}{2}\,\theta = q\,\dfrac{\pi}{2} \\ \\ p \text{ et } q : \text{entiers } \underline{\text{impairs}} \neq 0 \end{array}\right\} \quad (3)$$

On déduit de (3) :

$$\left.\begin{array}{l} 2\,\omega_2\,\theta = (p+q)\,\pi \qquad \text{et} \qquad 2\,\omega_1\,\theta = (p-q)\,\pi \\ \\ \omega_2\ ,\ \omega_1 \text{ et } \theta > 0 \quad \Longrightarrow \quad p > q \end{array}\right\} \quad (4)$$

Il faut exprimer, dans (4), que θ est minimal, condition qui ne coïncide pas forcément avec : $\omega_i\,\theta$ minimal puisque ω_2 et ω_1, encadrant la pulsation de résonance commune ω_o des deux circuits séparés (connue), sont des inconnues. Mais à défaut de relation supplémentaire (4 inconnues dans (4)), on admet : $\omega_i\,\theta$ minimal (tout en restant positif), ce qui entraîne, en se souvenant de (3) et de l'inégalité (4) :

$$\left.\begin{array}{l} p - q = 2 \\ p + q = 4 \end{array}\right\} \Rightarrow \quad \frac{\omega_2}{\omega_1} = 2 \quad \text{et} \quad \theta = \frac{\pi}{\omega_1} = \frac{T_1}{2} \quad . \qquad (5)$$

Le coefficient de couplage correspondant s'obtient à partir des formules (84) p. 207 [Gr 1] dans lesquelles on tient compte de (5) :

$$\sqrt{(1+k)/(1-k)} = 2 \quad \text{d'où :} \quad \underline{\underline{k = 3/5}} \quad .$$

Il existe d'autres conditions mais elles augmentent à la fois θ et le couplage.

La figure 18-a. représente la forme de l'impulsion théorique aux bornes de C (fig. 16), construite à partir des formules (1) ou (2). Elle paraît moins optimiste que celle des auteurs (fig. 18. c.), en ce sens que la tension résiduelle est plus importante. C'est que, la charge (C), devenue résistive (par claquage du diélectrique), à l'instant précis du maximum M, (fig. 18), consomme aussitôt toute l'énergie transférée au secondaire.

On a détaillé cet exemple car il représente une tentative intéressante d'extraction rapide et complète de l'énergie d'un circuit réson-

nant, se rattachant ainsi à la méthode préconisée au chapitre IV. Elle s'en distingue cependant du fait :

. que le stockage est à champ électrostatique,

. que l'impulsion n'est pas calibrée (crêtes inégales et durée indéterminée, fonction de l'amortissement).

Au surplus, les valeurs nécessairement élevées de C_o (proportionnelle à l'énergie stockée) et de L_o (destinée à permettre un couplage relativement serré) imposent une fréquence assez basse ($\approx$ 50 kHz). Enfin, la mise en oeuvre expérimentale semble assez laborieuse (condensateur de stockage immergé dans de l'eau "désionisée" pour tenir une charge de 100 kV). Il est vrai que la tension crête de décharge atteind 1 MV.

Un système analogue a été utilisé dans les débuts de l'émission radioélectrique par "choc" : si l'éclateur cesse de conduire au moment où toute l'énergie est passée dans le circuit d'utilisation, celui-ci continue à vibrer sur sa fréquence propre (fig. 16).

ⓒ - Tentatives personnelles

On a tenté, dans les débuts de ce travail, à la différence des méthodes a. et b. , l'emploi de circuits couplés ayant des fréquences propres nettement différentes : un circuit de stockage à basse fréquence (permettant d'augmenter C_o) et un circuit d'utilisation accordé sur la fréquence voulue. On obtient, par exemple, dans ces conditions une impulsion porteuse d'environ 100 kHz modulée à 10 MHz (fig. 19). Pour certains couplages, l'impulsion peut retracer à la fois l'amplitude du circuit réservoir et celle du circuit utilisateur, montrant les échanges d'énergie entre ces circuits (fig. 20).

② - Stockage dans plusieurs condensateurs.

Ⓐ Générateur de MARX.

Les deux équipes russes de CHIKOVANI et ALIKHANIAN utilisèrent, à partir de 1963, pour les besoins de leur nouvelle chambre à large gap [Ch 5], [Al 2], un multiplicateur de tension relativement ancien créé par E. MARX en 1924 [Ma 4]. Il consiste à charger, en parallèle, sous une tension V_o (pouvant atteindre 40 kV), une batterie de n condensateurs identiques qui sont ensuite reliés en série, pendant la décharge,

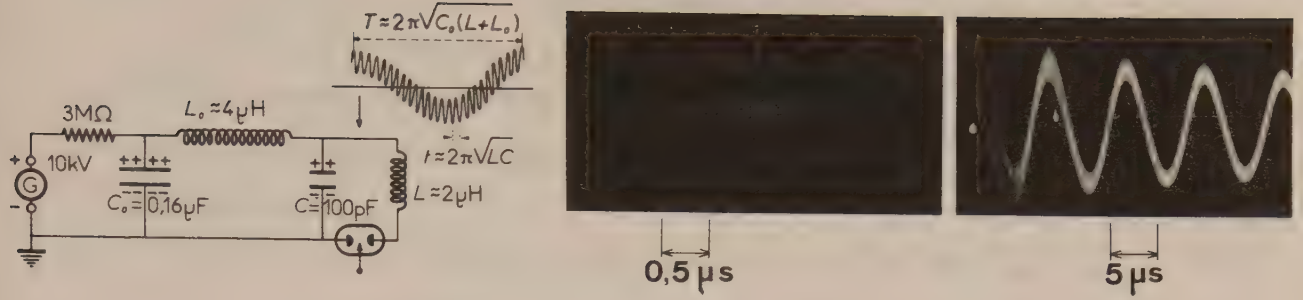


Figure 19.

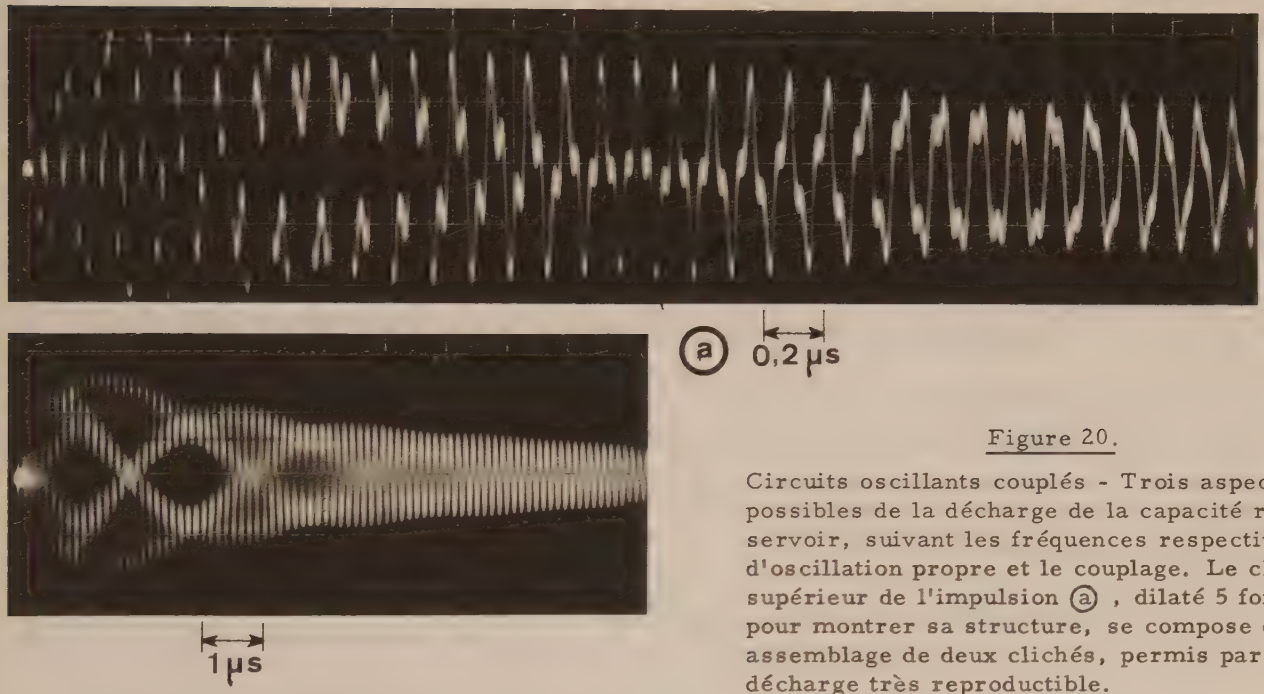
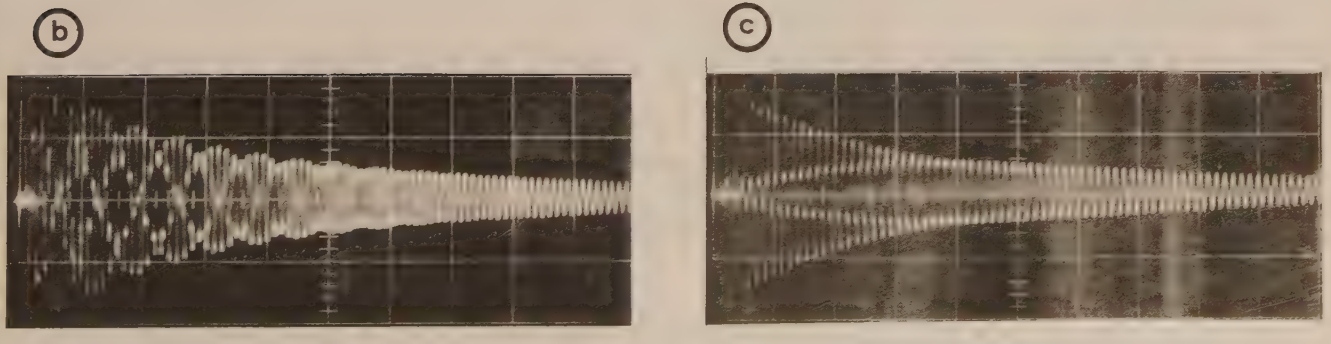


Figure 20.

Circuits oscillants couplés - Trois aspects possibles de la décharge de la capacité réservoir, suivant les fréquences respectives d'oscillation propre et le couplage. Le cliché supérieur de l'impulsion ⓐ , dilaté 5 fois pour montrer sa structure, se compose d'un assemblage de deux clichés, permis par une décharge très reproductible.



par l'intermédiaire d'éclateurs, de manière à recueillir une tension de crête égale à nV_o (fig. 21). L'amorçage du premier éclateur suffit à déclencher les autres par suite de la surtension provoquée de proche en proche. Les résistances élevées R ($\approx 100\ k\Omega$) font office d'interrupteur pendant la décharge. C'est le système d'isolement entre étages actuel; il remplace celui à selfs de choc ($\approx 50mH$) dont on trouvera la théorie dans [Wh 1]. Une analyse détaillée du montage à résistances est faite par F. SCHNEIDER. Sa version moderne d'un générateur à 10 étages (extensible à 20) conduirait, moyennant de nombreux perfectionnements, aux performances suivantes : $t_d \approx 10$ ns , $t_j \approx 1$ ns (temps de fluctuation ou "jitter"), $t_{montée} \approx 2$ ns , amplitude : 200 kV [Gy 1].

Généralement, la durée de l'impulsion d'un MARX important, tel que celui de la chambre SLAC (2 m de long) à 34 étages [Yo 2], dont l'amplitude peut dépasser le MV, avoisine les 100 ns [Yo 1] p. 12 ; cette durée provient principalement du front de descente (fig. 21). La coupure de ce dernier (exigée par les temps d'excitation courts des chambres à streamer) s'effectue au moyen de trois procédés :

- éclateur-shunt (ou "crow-bar gap") intérieur ou extérieur à la chambre [Ch 5], [Do 1],
- chambre-shunt (en régime d'étincelle) [St 3] p. 5,
- BLUMLEIN [Vi 1] (ligne désignée du nom de son inventeur durant la guerre 39-45 [St 0] - contraction de "Blumlein-line").

(B.) Générateurs à ligne artificielle. (Plasmas : WEIBEL, KELLER et LIETTI - 1962-1968).

Le générateur de MARX préfigure la ligne à constantes localisées, essentiellement composée, comme ce dernier, d'une batterie de condensateurs chargés en parallèle. Toutefois, cette association parallèle se maintient pendant la décharge, d'où il résulte que le montage n'est pas élévateur de tension, à la différence du précédent. Au contraire, la tension de charge se divise généralement par deux. En revanche, le procédé peut découper l'impulsion et lui donner une structure sinusoïdale (ou tout au moins périodique) et une durée bien déterminée.

Dans une structure habituelle de ligne artificielle (succession de cellules identiques L, C) on crée des interruptions provisoires au moyen d'écla-

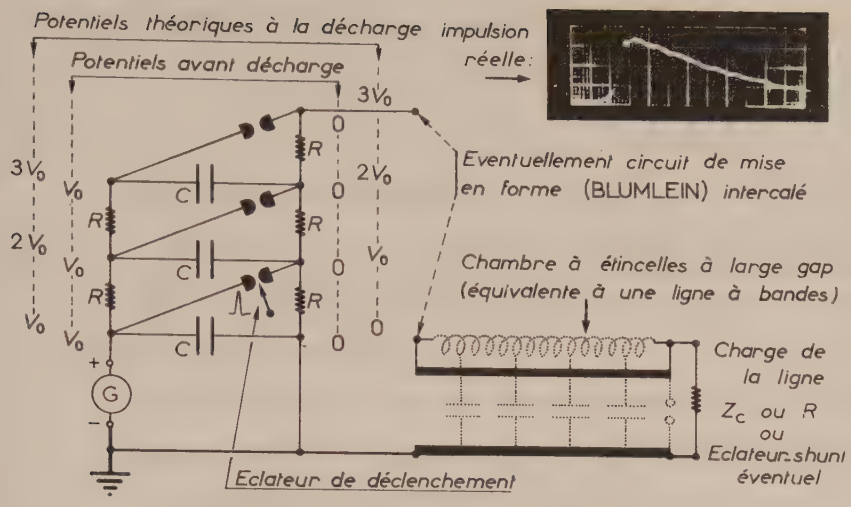


Figure 21.

Eclateur de MARX (à 3 étages). Le cliché de l'impulsion (5/ns division en abscisses et 10 kV/division en ordonnées) est dû à F. SCHNEIDER (CERN). La longue queue est évitée par le circuit de mise en forme ou l'éclateur-shunt.

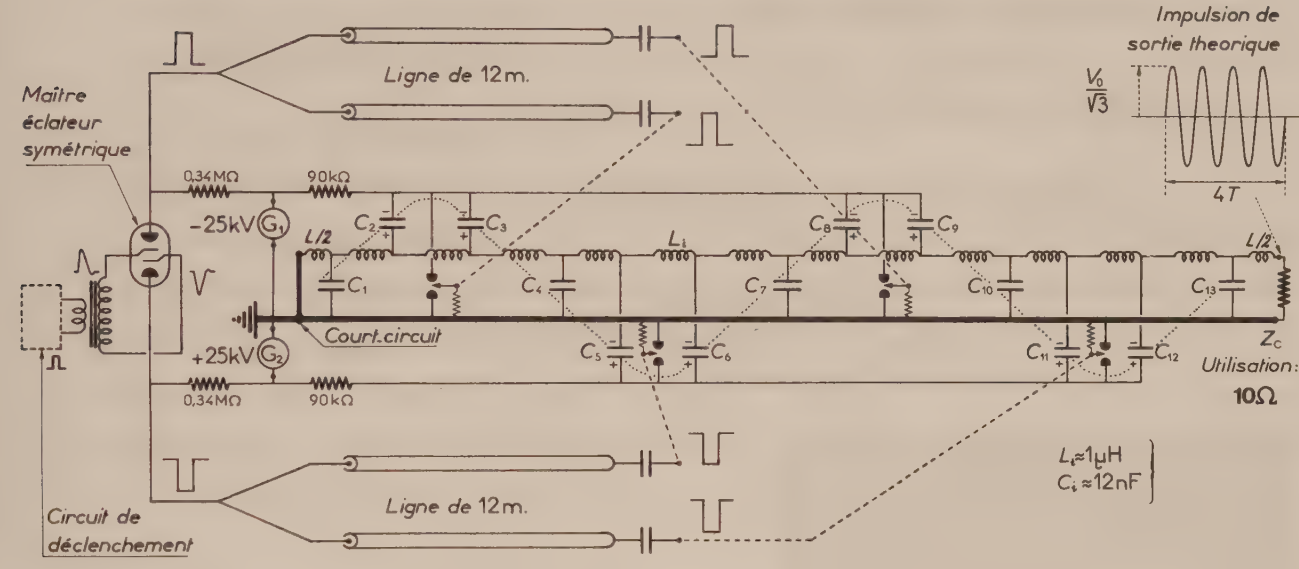


Figure 22 : Générateur à ligne artificielle de A. LIETTI et al (1965) [Li 1].
(cf. aussi : E.S. WEIBEL [We 2] - Système à éclateurs-shunt.

On n'a représenté qu'une longueur de ligne de 2 λ (au lieu de 5) et l'on a disposé schématiquement les capacités d'après leur niveau de charge statique, de manière à simuler l'état stationnaire sinusoïdal initial (courbe pointillée).

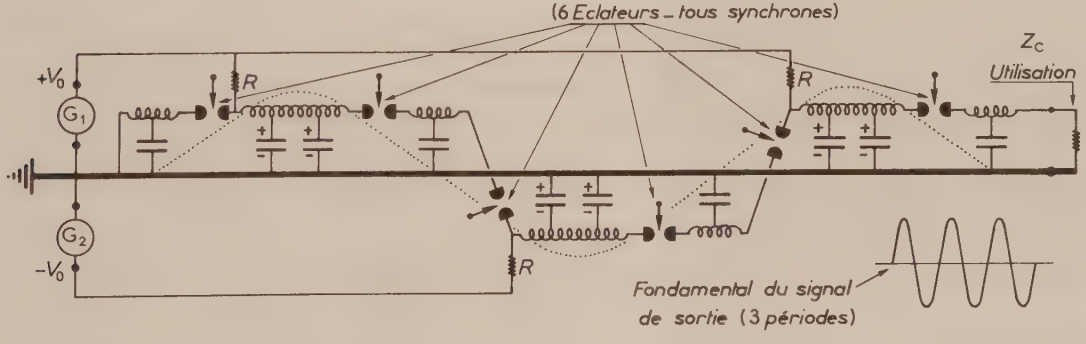


Figure 23 : Modèle de générateur à éclateurs-série.
Le principe, est identique à celui de la figure 22.
Seuls la disposition et le nombre des éclateurs varient.
Ses inconvénients pratiques en interdisent l'emploi.

teurs. Deux types de générateurs sont donc prévisibles, a priori, suivant que l'on place les éclateurs en parallèle ou en série.

ⓐ - Eclateurs-shunt

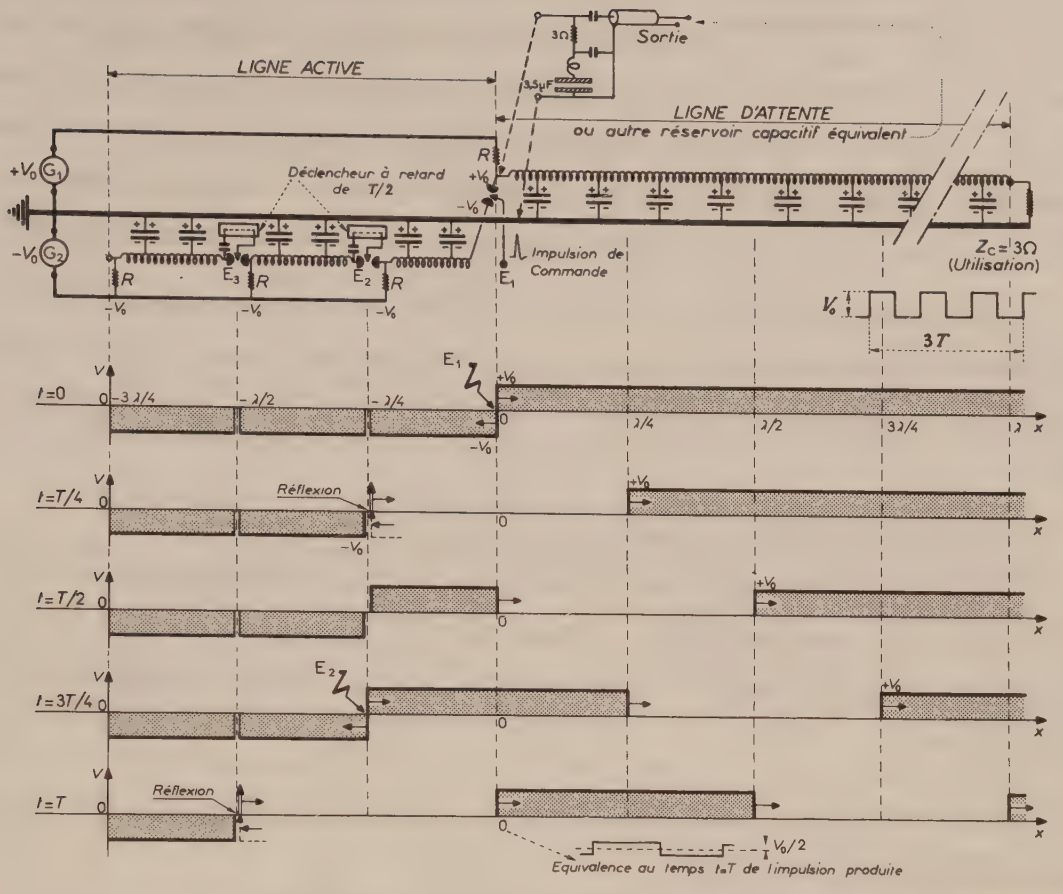
Un brevet suisse datant de 1962 [We 1], développé par le groupe de Physique des Plasmas de Lausanne, aboutit au schéma de la figure 22 [Li 1]. L'allumage simultané des dix éclateurs reconstitue la ligne, avec sa succession ininterrompue de cellules L, C , tout en fixant le long de celle-ci des potentiels en coïncidence avec quelques points d'une sinusoïde fictive d'amplitude : $V_o / \sin \omega(\frac{2}{3} \frac{T}{4}) = 2 V_o / \sqrt{3}$. (Pour imager cet état initial, on a donné, sur le schéma 22, une disposition particulière aux capacités). Comme les conditions de propagation à coefficient de réflexion nul, sont réalisées à l'extrêmité droite, par une charge d'utilisation égale à l'impédance caractéristique Z_c de la ligne, on recueille l'impulsion figurée.

L'auteur indique que le synchronisme des éclateurs est d'une "importance cruciale". C'est probablement pour cette raison, qu'ayant groupé sur un même éclateur deux capacités consécutives de même polarité (C_2-C_3, C_5-C_6 , C_8-C_9 , C_{11}-C_{12} ...), l'association de couples éloignés dans l'espace (tels que C_2-C_3 et C_8-C_9) n'a pas été faite. L'emploi d'un maître-éclateur qui commande tous les autres par l'intermédiaire de câbles coaxiaux de longueurs rigoureusement égales (12 m), s'est imposé dans ce procédé.

ⓑ - Eclateurs-série

Le premier modèle concevable, réalisant un état de charge identique au précédent, par des discontinuités dans la ligne des inductances, est celui de la figure 23. Aucun brevet ne le protège et pour cause ; utilisant deux éclateurs (au lieu d'un) par période de signal produit, il double les difficultés dues au synchronisme et à l'amortissement.

Un système à réflexion sur l'éclateur, dû à R. KELLER [Ke 2] est basé sur la décharge de deux tronçons de ligne en regard, chargés à des tensions opposées. Chaque éclateur, constituant l'extrêmité ouverte de chaque tronçon de longueur $\lambda/4$, réfléchit (sans changement de signe) le signal, pendant une demi-période, avant d'être mis à feu pas un déclencheur à retard (petite ligne suivie d'un transformateur). On réalise ainsi, sur le schéma de la figure 23, un gain de la moitié des éléments. En effet, l'éclateur (E_i) , de rang i , est allumé avec un retard : i. 3T/4 sur le premier, mais



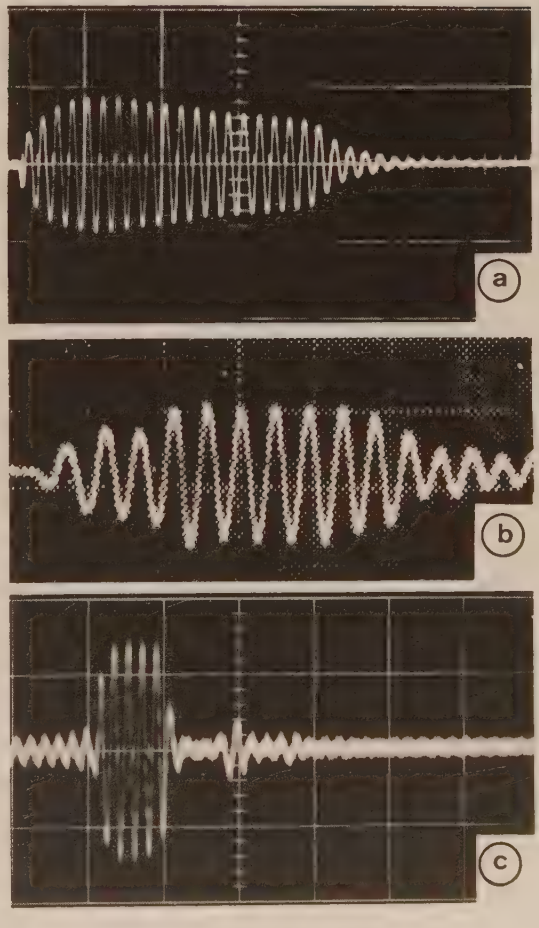


Figure 24.

Générateur à ligne de R. KELLER (1965) [Ke 2]. A éclateurs-série, à réflexion sur l'éclateur.

Système repris par A. LIETTI (1968) [Li 2] avec synchronisateur spécial et constantes localisées.

Il produit, en théorie, un train d'impulsions rectangulaires d'amplitude $V_o/2$ et, en pratique, l'un des signaux ci-contre :

ⓐ - 20 sections [Ke 2] (1 µs/div. et 7 kV/div.)

ⓑ - 10 sections [Li 2] (1 µs/div. et 20 kA/div.)

On a réduit schématiquement la longueur du système à 3 tronçons de ligne "active" ; il délivre ainsi une impulsion de 3 périodes, comme le montage de la figure 23, tout en réalisant sur celui-ci 50% d'économie en éclateurs et en longueur de ligne active.

ⓒ - Comparaison (du point de vue des temps de montée et de descente) avec une impulsion de même fréquence obtenue au générateur à ligne résonnante de G. J. SAYAG [Sa 5].

(1 µs/div. et 5 kV/div.)

Ligne en verre-époxy de 1,7 m de longueur, fixant la durée de l'impulsion, sans immersion dans l'azote liquide.

comme ce signal, parvient au point O avec le retard : (i - 1) T/4 (pour l'onde directe) ou : (i + 1) T/4 (pour l'onde réfléchie sur l'éclateur suivant ou sur l'extrêmité terminale ouverte à gauche), la durée de l'impulsion est bien égale à nT. Il semble que, sur la longueur totale de ligne (ligne active + ligne d'attente), le bénéfice obtenu soit nul ou même négatif[11], mais un réservoir constitué par une grosse capacité peut remplacer la seconde partie (fig. 24).

Indiquons enfin que le système à éclateurs-shunt implique nécessairement une ligne artificielle tandis que celui à éclateurs-série peut convenir aussi bien lorsque les paramètres sont distribués [Ke 2] ou localisés [Li 2].

ⓒ - Discussion - Premières justifications de notre méthode.

Il est important que soient mises en évidence dès maintenant les caractéristiques de ces procédés, utilisant la ligne à retard, comme celui que nous avons réalisé. Leur analyse aboutira aux premières justifications de notre méthode.

(i)-Avantages d'un générateur de haute impédance caractéristique, indépendamment de la structure.

* quant à la puissance du générateur d'impulsions

Conçus pour produire des courants instantanés très intenses (de quelques kA) dans des charges faibles (de quelques Ω), les générateurs décrits en a. et b. paraissent donc adaptés à la création de champs magnétiques élevés (destinés, par exemple, au chauffage ou au confinement des plasmas).

En réalité, il n'est pas exact, même dans le cas de cette utilisation particulière, aux exigences a priori différentes de celles des chambres à étincelles où l'on demande des tensions élevées, que l'on ait intérêt, à puissance égale, à fonctionner en basse tension sur des charges faibles.

En effet, examinons tout d'abord le schéma utilisateur de KELLER [Ke 2] p. 331 qui semble donner l'avantage au générateur de faible impédance caractéristique Z_c . Sa charge (réelle) est composée d'un circuit résonnant série L, C , associé à une résistance série R_s , telle que $R_s = Z_c$.

---

11) D'autant plus que, selon KELLER , si la ligne d'attente est trop courte, des réflexions parasites viennent perturber le fonctionnement des éclateurs.

Dans ces conditions, le flux d'induction magnétique traversant l'inductance a pour valeur efficace : $\Phi_s = L I_e$ et, comme la puissance P du générateur, disponible aux bornes de ce circuit résonnant, s'écrit :

$$P = R_s I_e^2 \qquad (1)$$

on a :

$$\Phi_s = L\sqrt{\frac{P}{R_s}} \qquad (2)$$

Pour une inductance L et une puissance P fixées à l'avance, la formule (2) montre que le flux créé augmente lorsque R_s (donc Z_c) diminue.

Cependant, la considération du montage parallèle va nous permettre d'inverser la proposition. En effet, supposons maintenant la charge réelle Z'_c du générateur, composée d'un circuit bouchon (L, C - éléments identiques aux précédents -) shunté par une résistance parallèle R_p , $R_p = Z'_c$, la puissance disponible aux bornes de cette charge étant P' . La tension efficace V_e aux bornes de l'inductance, traversée par le courant efficace I_e , vaut :

$$V_e = L\omega I'_e \qquad (3)$$

La puissance s'écrit donc :

$$P' = \frac{V_e^2}{R_p} = \frac{(L\omega I'_e)^2}{R_p} \qquad (4)$$

d'où :

$$\Phi_p = L I'_e = \frac{\sqrt{P'R_p}}{\omega} \quad . \qquad (5)$$

La formule (5) montre que le flux créé dans L (identique à la précédente) augmente avec R_p (donc avec Z'_c), P' et ω demeurant constants.

Voyons à quelle condition $\Phi_p > \Phi_s$. De (2) et (5) on déduit :

$$R_p > \frac{L^2\omega^2}{R_s}\,\frac{P}{P'} \quad \text{ou} \quad R_p > \frac{1}{R_s C^2\omega^2}\,\frac{P}{P'} \qquad (6)$$

Introduisons les valeurs relatives au générateur de KELLER [Ke 2] p. 331 dans le second membre de cette seconde inégalité : $R_s = 4,6\ \Omega$; $C = 825$ pF ; $\nu = 4,7$ MHz . On obtient

$$R_p > 366\,\frac{P}{P'}\ (\Omega) \quad . \qquad (7)$$

Donc, à puissance égale ($P = P'$) le générateur d'impédance caractéristique Z'_c deviendra supérieur à celui de KELLER, pour sa propre fonction, dès que Z'_c dépassera 366Ω, à condition d'utiliser dans la charge un montage en parallèle. Or, les ordres de grandeur des impédances caractéristiques des lignes utilisées dans notre générateur à résonance sont, à cette fréquence, dix fois plus élevées (ch. VI, 3. C.). On voit donc que l'inégalité (7) sera maintenue jusqu'à $P/P' \approx 10$ et qu'on réalise un gain d'un facteur dix sur la puissance.

Notons qu'on a supposé, dans ce calcul, le coefficient de surtension de l'inductance infini, mais il intervient dans le même sens en (2) et en (5).

* quant à la puissance perdue dans l'éclateur.

Soit V_a la tension d'arc [Ke 2] p. 329. La puissance perdue dans chaque éclateur du système à basse impédance vaut :

$$\Delta P = V_a I_e \cos \varphi$$

soit, en exprimant I_e à l'aide de (1) :

$$\Delta P = V_a \sqrt{\frac{P}{R_s}} \cos \varphi \qquad (8)$$

Dans le système à haute impédance, l'expression de la puissance du générateur devient :

$$P' = R_p i'^2_e$$

et celle de la puissance perdue (en supposant la même structure pour les deux générateurs) :

$$\Delta P' = V_a \sqrt{\frac{P'}{R_p}} \cos \varphi \qquad (9)$$

En formant le rapport des deux relations (8) et (9) on obtient :

$$\frac{\Delta P}{\Delta P'} = \sqrt{\frac{R_p}{R_s} \frac{P}{P'}} \qquad (10)$$

Il résulte de (10), qu'à puissance égale, les pertes dans l'éclateur seront environ 30 fois plus faibles dans un générateur de haute impédance ($R_p = Z'_c \approx 3$ à 4 kΩ, valeurs réalisées dans nos expériences). Ajou-

tons en outre que notre système ne comporte au total qu'un seul éclateur (au lieu d'un par période).

* quant au temps de montée de l'impulsion.

L'impulsion issue du générateur est appliquée, suivant le cas, à une charge comportant un circuit oscillant série ou parallèle, que nous supposerons sans pertes. Dans ces conditions, la tension aux bornes de l'élément utile (self ou capacité) montera avec une constante de temps : $\tau = \frac{2L}{R_s}$, dans le premier cas, et pratiquement sans retard, dans le second cas. Avec les données de KELLER [Ke 2] p. 331, on trouve : $\tau = 0,58\ \mu s$, ce que l'on observe approximativement sur le cliché 24. a. (maximum théorique atteint à 10% près en $2,3\tau$).

On voit que pour des impulsions dont la durée totale est de 1 µs (fig. 24. c.) une telle valeur du temps de montée serait inacceptable.

* quant au stockage de l'énergie H. F dans notre système à résonance.

Il se trouve que la condition (5) ou (7), selon laquelle $R_p = Z'_c$ doit être aussi élevée que possible, coïncide précisément avec celle établie pour les lignes-réservoir résonnantes (cf. ch. IV, 4. C).

* quant à la tension produite sur la chambre à étincelles.

Celle-ci constituant l'élément C du circuit résonnant parallèle qui charge le générateur, on voit sur la formule (4), que, pour une puissance fixée, la tension V_e aux bornes de la chambre augmente avec R_p , c'est-à-dire avec Z'_c.

(ii)-Défauts de la structure des lignes-réservoir électrostatiques - choix et structure des lignes-réservoir résonnantes.

* Structure.

Les lignes-réservoir électrostatiques, que l'on vient d'analyser, présentent une structure dictée :

▸ par les besoins du stockage : cellules $\Lambda\Gamma$.

Une quantité suffisante d'énergie électrostatique, doit être emmagasinée, à partir de générateurs de tension continue dont les possibilités sont limitées. Une telle ligne exige donc des capacités localisées aussi grandes que possible. Mais comme cette condition engendrerait des impulsions de bas-

se fréquence, du fait que la vitesse de phase (lorsque $\omega \ll \omega_c$) varie comme $(\Lambda \Gamma)^{-1/2}$ [Le 3] p. 61 (Λ et Γ désignant respectivement l'inductance et la capacité de chaque cellule), on est amené à diminuer Λ . La structure limite idéale des lignes-réservoir électrostatiques est donc atteinte lorsque Λ se réduit à l'inductance parasite du conducteur de connexion entre les capacités. C'est précisément la structure à laquelle LIETTI fut finalement conduit [Li 2]. Mais elle se place exactement à l'opposé des exigences du paragraphe précédent (i) puisque l'impédance caractéristique, proportionnelle à $(\Lambda/\Gamma)^{1/2}$ [Le 3] p. 61, se trouve abaissée à sa valeur minimale (3Ω dans la référence citée).

▸ par la forme oscillante de l'impulsion : sections $\lambda/4$.

L'emploi de générateurs de courant continu pour produire une impulsion périodique exige une segmentation (série ou parallèle) de la ligne avec autant d'éclateurs que de périodes.

* Défauts.

▸ Le nombre de ces éclateurs (jusqu'à 10 ou 20) engendre :

- l'absorption d'une grande partie de l'énergie stockée
- des distorsions de l'impulsion (dues à leur impédance parasite)
- et nécessite l'utilisation d'un synchronisateur très élaboré.

▸ Fréquence unique de fonctionnement (déterminée par la section $\lambda/4$).

▸ Durées d'impulsion discrètes (comme le nombre de sections $\lambda/4$).

▸ Domaine spectral très limité supérieurement : malgré la structure idéale de LIETTI on n'a jamais dépassé la fréquence de 5 MHz (alors que les propres expériences de ces auteurs, sur les plasmas, demandent une étendue de 1 à 20 MHz [We 2]). Il faudrait réduire Γ et la longueur de la section mais alors on finirait par stocker l'énergie dans la capacité parasite de l'éclateur qui la dissiperait en pure perte.

▸ Inconvénients cités en (i) dus à la basse impédance (temps de montée, puissance).

* Conséquences :

▸ Pour porter Z_c à sa valeur maximale, il convient d'a-

dopter la structure limite idéale exactement opposée à celle de LIETTI : de construire une certaine inductance Λ et de limiter Γ à la capacité parasite distribuée le long du bobinage.

Mais alors le réservoir électrostatique aura quasiment disparu, la faible quantité d'énergie mise en réserve se localisant dans les capacités parasites des éclateurs, devenues prohibitives, et s'annihilant dans leurs étincelles.

Ce cheminement logique montre, de proche en proche, qu'il faut supprimer la segmentation donc abandonner le stockage électrostatique au profit d'un stockage électromagnétique (au moyen d'un générateur H. F) et utiliser une ligne à paramètres distribués présentant le maximum d'inductance linéique et le minimum de capacité linéique, c'est-à-dire une ligne à âme hélicoïdale. C'est la solution que nous avons retenue.

- Du même coup, tous les inconvénients inumérés ci-dessus disparaissent :
  - un seul éclateur donc pas de pertes d'énergie
    pas de distorsion
    pas de synchronisateur
  - exploration continue du domaine des fréquences (cf. ch. IV, 4. F.)
  - variation continue de la durée de l'impulsion (proportionnelle à la longueur de la ligne)
  - pas de limitation supérieure dans la gamme des fréquences (on a atteint $\approx$ 20 MHz, limite de l'émetteur utilisé, avec une ligne non cryogénique), sauf augmentation de la constante d'atténuation, auquel cas la ligne téflon ou la ligne cryogénique seraient susceptibles de fonctionner avec un bon rendement au-delà même de 50 MHz.
  - tension réduite des générateurs d'alimentation : une alimentation continue de 4 kV (pour l'émetteur) au lieu de deux de + et - 25 kV. Importante surtension obtenue grâce au stockage par résonance, permettant d'obtenir plusieurs dizaines de kV à partir d'un émet-

teur délivrant environ 1 kV crête (tandis que le stockage électrostatique conduit à des tensions moitié).

- temps de montée très court sur l'élément inductif ou capacitif utile figurant dans le circuit antirésonnant de la charge.

* Conclusion.

Ainsi, quelle que soit l'utilisation envisagée (chambre à étincelles, expériences sur les plasmas etc...) le générateur à ligne-réservoir résonnante, à paramètres distribués, à âme hélicoïdale, présentant la plus forte impédance caractéristique, surclasse en principe tous les autres en délivrant les meilleures caractéristiques d'impulsion avec la plus grande économie de moyens. L'expérience le confirme.

Au reste, s'il était encore nécessaire d'apporter à ce point de vue la caution d'un principe général d'électronique, on pourrait citer LEWIS et WELLS : "The performance of such a line (à constantes localisées) is inferior to that of the helical line and a lumped network should never be employed when a continuous structure could be used instead". [Le 3] p. 59.

LIETTI eut, dans sa publication de 1965 [Li 1] p. 15, l'intuition de certains inconvénients inhérents à son système et signala la possibilité d'une méthode comparable à la nôtre. Toutefois :

* son schéma théorique et ses conclusions vont exactement à l'opposé du nôtre (fig. 34) et de la condition essentielle (i) établie au début de ce paragraphe :

- oscillateur sur un ventre de tension - ligne court-circuitée à la sortie ;
- charge placée du côté de l'oscillateur ;
- ligne à basse impédance caractéristique, à constantes localisées ;
- charge de faible valeur $\ll Z_g$ (impédance interne du générateur)
- tension aux bornes de l'éclateur égale à celle de l'oscillateur
- puissance très élevée prévue pour l'oscillateur : 8 MW (tandis que 5 kW nous ont suffi).

* sa publication ultérieure [Li 2] ne fait plus mention de ce projet mais développe au contraire le système à ligne-réservoir électrostatique,

* ce paragraphe d'un projet non concrétisé, mentionné à la fin d'un article consacré à l'expérimentation d'un générateur électrostatique, n'a pu d'aucune façon inspirer nos recherches puisque, découvert très récemment à l'occasion d'une bibliographie complémentaire, durant la rédaction de ce travail, il nous était totalement inconnu pendant son exécution.

③ Stockage d'énergie électrostatique dans une ligne à paramètres distribués

La figure 14.d. schématise la possibilité d'utiliser indifféremment une ligne à paramètres localisés ou distribués pour produire des impulsions rectangulaires mais, comme on l'a vu au paragraphe précédent, les meilleures performances appartiennent à la seconde.

Une théorie de la décharge dans une résistance d'une ligne à faibles pertes, chargée statiquement, se trouve dans la "Physique des Lignes" de P. GRIVET [Gr 3] p. 387. Elle utilise le calcul symbolique. La démonstration classique, que nous fûmes en mesure d'établir, sera exposée au ch. IV, 3. A.. Dans le cas particulier où la résistance de charge est égale à l'impédance caractéristique de la ligne , le résultat est bien connu : l'impulsion rectangulaire a pour amplitude une tension moitié de celle du générateur et pour durée le double du temps de propagation d'une onde dans la ligne, supposée non dispersive.

Une telle impulsion, appliquée par l'intermédiaire d'un transformateur adaptant les impédances, sur la plaque de la lampe de puissance d'un oscillateur, initialement au potentiel zéro (fig. 25), engendre un signal sinusoïdal de même durée. D'autres schémas de modulation d'une tétrode d'émission existent : modulation par la cathode [H. 3] p. 9-21 ou par la grille [Re 1] p. 741, mais lorsqu'on désire de la puissance, la modulation par plaque est préférable et c'est celle que l'on applique également aux magnétrons de radars[12].

C'est par ce moyen (magnétron de radar couplé à une cavité) que fut excitée la première chambre à étincelles micro-ondes de FUKUI et MIYAMOTO

---

12) On peut aussi employer un tube modulateur avec pilote [H. 3] p. 9-22.

(1960) [Fu 1] et celles qui suivirent [Do 2]. Les difficultés rencontrées par ce système ont été déjà mentionnées (ch. I, p. 11 et 12).

On pouvait donc envisager, dans notre expérience, le montage de la figure 25, avec les tubes de puissance dont on dispose en ondes décamétriques, c'est-à-dire seulement les triodes et les tétrodes classiques, refroidies par air ou par eau. C'est effectivement le projet suggéré par J. POTTIER au début de ce travail. Mais une solution plus économique et plus simple, nous est apparue : elle consistait à éliminer du montage (fig. 25) à la fois le générateur de très haute tension continue ($\approx$ 50 kV) et le transformateur, la ligne étant branchée directement sur l'émetteur. Cette nouvelle méthode de stockage et d'extraction de l'énergie de résonance des lignes sera développée au chapitre IV. Il était à prévoir que la simplification introduite éliminerait des sources de retard et de distorsion, ce que l'expérience a confirmé.

Il est intéressant de signaler, avant de clore ce paragraphe, une variante du procédé de production des impulsions rectangulaires par décharge d'une ligne-réservoir électrostatique (fig. 26). Elle est due à NASIBOV et LOMAKIN (1965) [Na 2]. Le tronçonnement de la ligne en deux sections lui permettrait, selon les auteurs, de se comporter comme l'association série de deux générateurs lorsqu'elle est court-circuitée à gauche par le thyratron, sur une charge nulle. Ils portent ainsi à 4 le gain en tension, tandis que le rapport élévateur du transformateur à ferrite et à câble coaxial utilisé est égal à 3.

④ Stockage d'énergie magnétostatique dans une inductance ($W = \frac{1}{2} LI^2$).

Conformément au schéma général de la figure 14, l'élément de stockage peut être une inductance. Mais dans ce cas, l'existence de courants très intenses et de basses tensions donne à la tension d'arc, aux bornes de l'éclateur, une importance particulière. Les pertes occasionnées dans l'étincelle de commutation peuvent devenir considérables (on sait même les accidents qui peuvent en résulter). Mais l'utilisation d'interrupteurs supraconducteurs permet de tourner la difficulté comme on le verra dans ce qui suit.

Ⓐ Expériences préliminaires.

Pour se faire une idée des possibilités de cette méthode, on a réalisé le montage de la figure 27. L'inductance L_o, chargée par un courant de 20 A est séparée brusquement du générateur au moyen de l'interrupteur K.

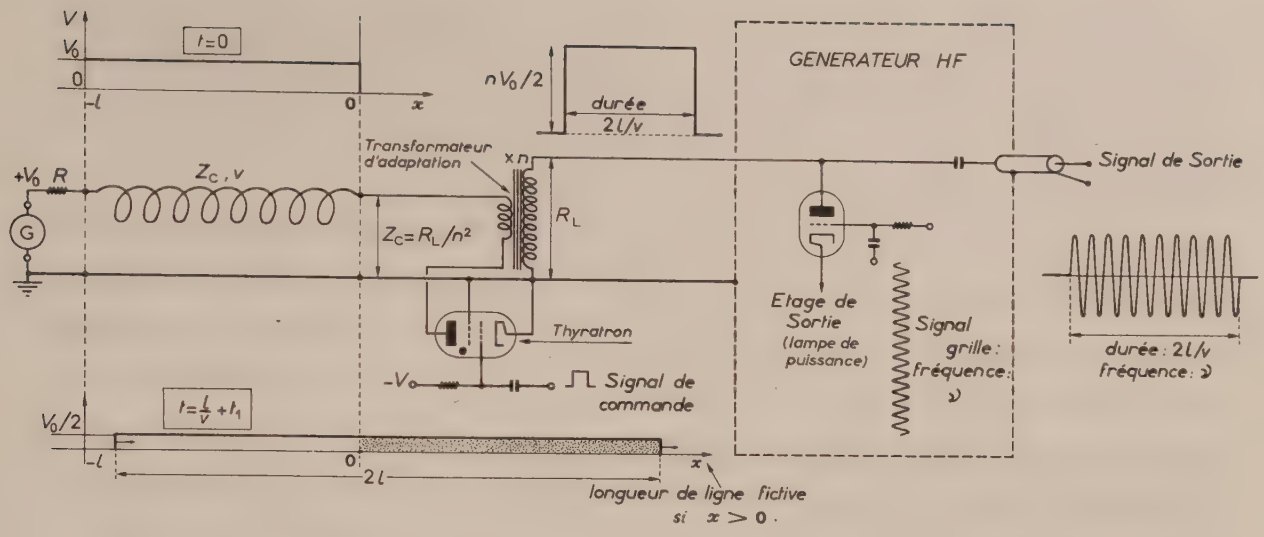


Figure 25 : Modulation par la plaque d'un émetteur au moyen d'une ligne chargée électrostatiquement.

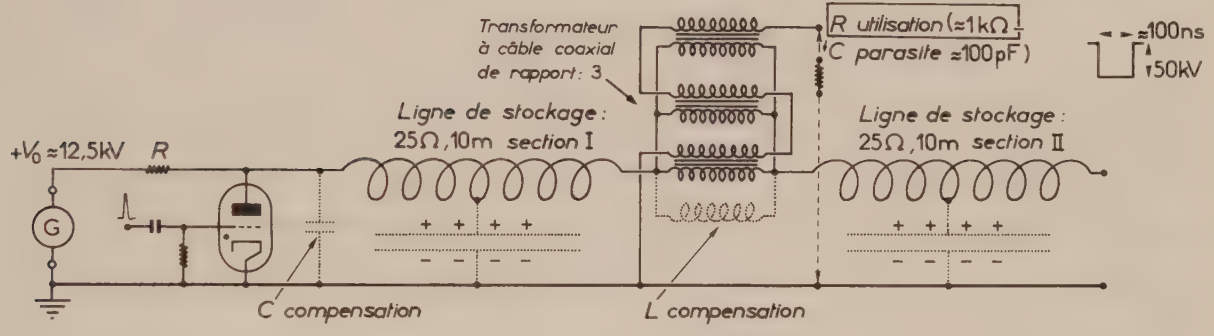


Figure 26 : Générateur de NASIBOV et LOMAKIN (1965) pour la production d'impulsions rectangulaires de grande puissance.

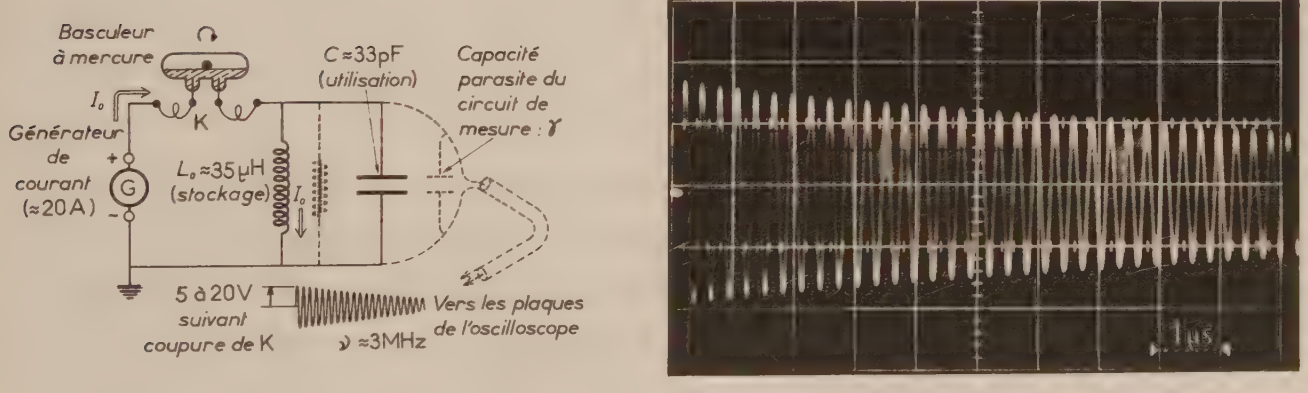


Figure 27 : Expérience de stockage et de libération de l'énergie magnétostatique.
(cliché : 1 µs/div - 5 V/div)

Ce mode de coupure, réputé rapide, n'est pas reproductible, comme on l'observe d'après l'importance de l'étincelle qui jaillit dans la vapeur de mercure. Corrélativement, l'amplitude de la tension de décharge, sinusoïdale amortie, de la self dans la capacité, fluctue de 5 à 20 V.

L'importance de l'amortissement, dû à la résistance ohmique de L_o et des conducteurs de liaison (figurée par la conductance parallèle pointillée), a été réduite, comme le montre la photographie 27, par l'utilisation d'un bobinage en gros conducteur de cuivre (tube $\approx$ 1 cm de diamètre). Sa résistance, en continu, étant de l'ordre de quelques centièmes d'Ohm, on a, aux bornes de L_o , une tension de charge statique de l'ordre du volt. Il faudrait adjoindre un système de coupure de l'impulsion, après le nombre de périodes désirées, court-circuitant la charge par un thyratron retardé, comparable à celui utilisé dans la décharge interrompue d'un condensateur [Na 1].

La fréquence peu élevée du signal obtenu :

$$\nu \approx 1/2\pi \sqrt{L_o (C + \gamma)} = 3,3 \text{ MHz}$$

montre l'importance des capacités parasites γ (de L_o et du circuit de mesure) qui sont du même ordre de grandeur que la capacité d'utilisation C . Comme il faut que L_o ne soit pas trop petit, pour stocker assez d'énergie, on aperçoit là une sérieuse limitation du procédé vers les fréquences plus élevées.

La limitation en tension apparaît également comme très importante : une multiplication par 100 du débit du générateur, entraînant une consommation, en régime continu, d'environ 1 kW dans L_o (maximum admissible) ne porterait l'amplitude crête qu'à 2 kV, avec les mêmes conditions de commutation. Encore est-ce peu probable de trouver l'interrupteur réalisant ces conditions et le générateur adéquat, avec les moyens courants.

La solution à toutes ces difficultés paraît trouvée dans la supraconductivité, procédé d'avenir, susceptible d'être combiné au nôtre (ch. IV). On obtiendrait alors des puissances d'impulsions phénoménales, très recherchées dans l'expérimentation sur les plasmas et la fusion nucléaire contrôlée.

(B.) Réservoirs supraconducteurs (J. SOLE - 1960 - CEA - Limeil).

Depuis 1960, avec les nouveaux matériaux supraconducteurs à champs critiques élevés, un groupe du C. E. A de Limeil s'est attaché à la ques-

tion, et plus particulièrement Jean SOLE, à qui revient l'idée du stockage supraconducteur pour la production des impulsions de grande puissance [So 1] p. 201. L'existence de dynamos à induit supraconducteur [So 1] p. 32 résoud le problème du générateur à très gros débit, tandis que la première des quatre solutions proposées pour l'interrupteur [So 1] p. 98 semble convenir à son déclenchement électromagnétique. Elle consiste à faire transiter à l'état normal, une très petite portion du circuit supraconducteur lui-même, par application d'une impulsion de champ magnétique très localisée. (Une étude poussée de cette question, assortie d'une bibliographie très dense, figure dans la référence indiquée). Quant à la limitation de la fréquence, due à la nécessité de garder une valeur suffisante pour L_o , mentionnée au paragraphe A., la compensation par le terme I^2 , intervenant dans l'expression de l'énergie mise en réserve, est telle que l'on puisse se permettre des valeurs très petites pour L_o . Mais le comportement du matériau dans un champ variable pose un autre problème pour les impulsions H. F.

La méthode indiquée par l'auteur [So 1] p. 23, s'appliquant en principe à tous les types de décharge mentionnés plus haut (fig. 14), a été résumée sur la fig. 28 p98(à l'exception du montage par circuits couplés [So 1] p. 59). On commence par charger l'inductance L_o , K_1 étant fermé, K_2 et K_3 ouverts, en diminuant progressivement la valeur de la résistance du rhéostat Rh jusqu'à I_o . On ferme alors K_2 , ce qui laisse I_o inchangé, puis l'on isole progressivement le générateur G par la manoeuvre en sens inverse du rhéostat et l'ouverture de K_1 . L'énergie ainsi stockée peut subsister indéfiniment sauf dans les supraconducteurs de 2^e espèce où un faible amortissement est observable. La fermeture de K_3 , suivie de l'ouverture rapide et déclenchée de K_2 (problème essentiel pour l'obtention de tensions élevées) libère l'énergie dans la charge désirée.

Les ordres de grandeur indiqués par l'auteur [So 2] p. 6 permettent de mesurer les énormes possibilités de cette méthode puisqu'on dépasse déjà d'un facteur 10^3 les densités d'énergie maximales mises en réserve dans les condensateurs [So 1] p. 49 et que l'on espère atteindre celle des explosifs chimiques (5 MJ/kg). C'est que l'existence d'un champ électrique disruptif dans l'air, exigeant un diélectrique matériel plus "rigide", n'a pas d'équivalent en magnétostatique où l'air ambiant peut tenir des inductions de valeur illimitée

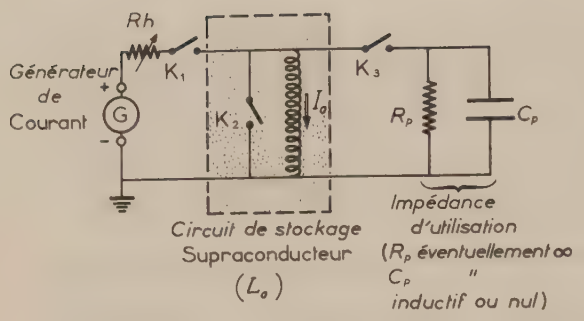
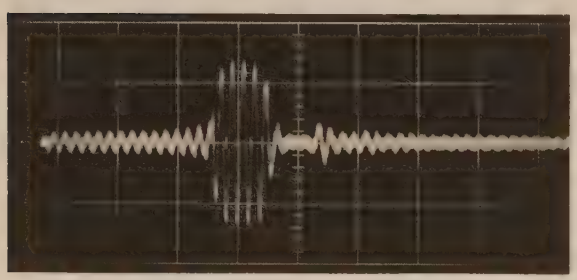


Figure 28 : Production des impulsions par libération d'énergie magnétostatique mise en réserve dans un circuit supraconducteur [So 1]. L'interrupteur K_2 est supraconducteur.

Figure 29 : Transformateur H. F.

ⓐ - Noyau avec quelques types de bobinages essayés par R. BESSIERE.

ⓑ - Positionnement sur la chambre à petit gap.

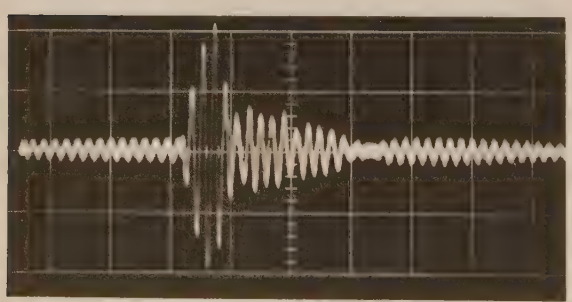


ⓐ - Impulsions d'entrée (deux amplitudes) :

- tension réduite : 5 kV/division
- pleine tension : 10 kV/division.

ⓑ - Impulsion de sortie pour a. réduite. (5 kV/division)

ⓒ - Impulsion de sortie pour a. pleine. (5 kV/division)



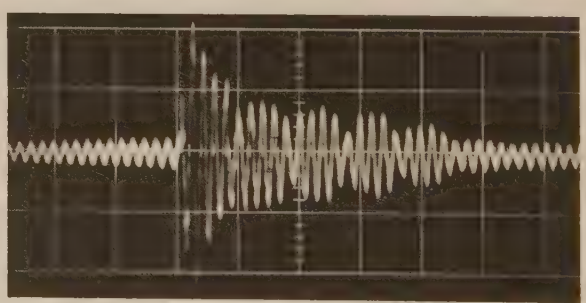


Figure 30. Essais en puissance du transformateur H. F.

L'échelle des abscisses de a. b. et c. vaut : 1 µs/division.

(contrairement aux ferrites, proscrits de ces expériences). Par contre, c'est le milieu supraconducteur qui perd ses propriétés sous l'effet d'inductions trop élevées. Cette économie de l'espace de stockage du point de vue poids, encombrement, prix,etc... liée à l'éventualité d'un recul des limites supérieures des champs critiques, laisse prévoir pour cette méthode des débouchés très prometteurs et infiniment variés lorsque l'on envisage la gamme très étendue des applications proposées par l'auteur et notamment celle qui nous intéresse ici : la décharge dans les gaz [So 1] p. 126.

La possibilité de rendre notre expérience cryogénique, démontrée au chapitre VII, Γ., représente un pas en avant dans cette voie d'avenir.

(5) Modifications de la forme des impulsions obtenues.

L'emploi d'un transformateur, qui ne saurait naturellement rien ajouter à l'énergie d'une impulsion (bien au contraire), a été envisagé pour atteindre les tensions très élevées demandées par la chambre à large gap initialement construite (ch. VII, 2. A.).

(A.) Bobinage classique (à fil ou à ruban).

Dans la gamme des radiofréquences, les transformateurs de puissance à ferrite sont réalisés et commercialisés [A. 1], pour un rapport élévateur relativement faible (jusqu'à 2 ou 3) et une impédance basse (par exemple : $Z_{entrée} = 75\ \Omega$, $Z_{sortie} = 300\ \Omega$). Dans le cas qui nous occupe :

- le rapport de transformation doit être aussi élevé que possible
- l'impédance d'entrée doit égaler l'impédance caractéristique de la ligne, soit $\approx 3\ k\Omega$
- la bande passante autour de $\nu_o = 10$ MHz, pour un train d'ondes de $k = 10$ périodes, doit être : $\Delta\nu = \pm \nu_o / k = \pm 1$ MHz. [So 3] p. 77.

Elle est la même pour un train d'ondes de 5 périodes à 5 MHz (avec lequel on a expérimenté en puissance) et plus généralement, quelle que soit ν_o, pourvu que la durée de l'impulsion demeure constante, ce qui est le cas avec une ligne de longueur donnée.

Une laborieuse étude, au cours de laquelle j'ai reçu les suggestions de R. MÉRARD, pour la construction et l'aide de R. BESSIERE pour l'expérimentation, s'est avérée sans issue. On pourra essayer, sommairement ici, de déterminer,a postériori, les causes de cet échec et s'il existe une solution

au problème. Le détail du travail et sa discussion complète feront l'objet d'un rapport séparé. Donnons-en, dès à présent, le résultat.

Une première approximation, ne tenant pas compte des éléments parasites, a déterminé la section S et la longueur ℓ d'une fibre moyenne du noyau magnétique, soit $S \approx 40$ cm^2 et $\ell \approx 40$ cm. à partir des caractéristiques du ferrite adopté : "FERNILITE 1102" [L. 1], [Do 4] (induction de saturation : $B_s = 4200$ Gauss). Les photographies (fig. 29, p. 98) montrent le noyau (démontable en cinq parties - surfaces rectifiées), son positionnement sur une chambre à étincelles accordée et quelques types de bobinages essayés. L'un d'eux a été réalisé par R. BESSIERE : il comprend un cylindre vertical constituant l'unique spire du primaire et une spirale à bande horizontale formant le secondaire. Cette structure avait pour but de diminuer l'inductance de fuite, en répartissant le courant du primaire sur la surface du noyau et également d'abaisser la capacité parasite primaire-secondaire, mais l'effet sur la largeur de bande n'a pas été très sensible.

Les photographies (fig. 30, p. 98) montrent la baisse d'efficacité à mesure que la puissance augmente au primaire, pour un enroulement autotransformateur de 5 spires dont 2 constituent le primaire. Le gain en tension, à peine supérieur à l'unité, en puissance réduite, n'augmente guère lorsque la puissance est multipliée par 4, tandis qu'on voit s'élever le taux d'ondes stationnaires (nombre des réflexions), provenant d'un accroissement de la résistance équivalente du noyau magnétique. Pourtant, les mesures effectuées à puissance nulle, au RX-mètre sur la charge accordée, correspondent à un fonctionnement convenable, puisque l'on trouve 23,5 kΩ de résistance secondaire contre 3,2 kΩ de résistance ramenée au primaire (au lieu de :

$$23,5/(2,5)^2 = 3,76) \quad .$$

Les difficultés rencontrées semblent moins provenir de la saturation du noyau ou de la largeur de bande que des pertes de toutes natures dans le circuit magnétique. Examinons brièvement ces trois aspects :

► (i) - Saturation.

Un rapide calcul montre que le noyau est très largement dimensionné. En effet, soit : $\Phi = \Phi_o \sin \omega t$ le flux d'induction qui le traverse. La loi de FARADAY donne la f. e. m induite dans les n spires du circuit secondaire,

soit approximativement la tension aux bornes V, en négligeant les pertes ohmiques et le flux de fuite :

$$V \approx - n \frac{d\Phi}{dt} = - n \omega \Phi_o \cos \omega t$$

et $$V_o \approx n \omega S B_o \quad .$$

Or, les essais en puissance sus-mentionnés prévoyaient une tension secondaire crête de :

$$V_o = 14.2,5 = 35 \text{ kV} \quad , \quad \text{pour :} \quad \omega/2\pi \approx 5 \text{ MHz} \quad ,$$

soit : $B_o \approx 5,6.10^{-2}$ Tesla (7,5 fois plus petit que B_s).

►(ii)- Réactances parasites - Bande passante.

On a mesuré au RX-mètre la réactance offerte par un simple bobinage, sur le noyau de ferrite, composé de n spires. Lorsqu'on fait varier n , à partir de n = 1 , la fréquence restant constante (≈ 10 MHz), on observe, dès que n dépasse 3 ou 4, une inversion du signe de cette réactance qui devient capacitive. Ceci démontre l'égalité des ordres de grandeur de la capacité parasite du secondaire et de son inductance principale (exprimée en capacité négative). Or, le transformateur fonctionne sous une impédance secondaire élevée (≈ 20 kΩ) devant laquelle la capacité parasite dont il est question, estimable au moins à 10 pF, fait véritablement office de court-circuit. En effet, l'impédance correspondante, à 10 MHz, n'est que 1,6 kΩ. Aussi, ne sera-t-on pas surpris du schéma H. F. indiqué habituellement pour le transformateur, où ne subsistent plus que les capacités parasites shuntant la self de fuite, analogue à un filtre passe-bas [Wo 1]. Des déterminations de largeur de bande, effectuées au wobuloscope, rendent compte de ses variations avec l'augmentation du nombre de spires, la charge du secondaire et la taille du noyau (planche II).

►(iii)- Rendement en puissance.

La puissance perdue dans le noyau magnétique P_m (provenant des pertes par hystérésis, traînage et courants de FOUCAULT, ces dernières étant généralement négligeables pour les "fernilites") est livrée par le constructeur, avec le matériau, sous la forme d'un graphique représentant : $\frac{1}{\nu} \frac{P_m}{v} = \beta$ [13] en fonction de B_o (v = volume du ferrite - [De 4] p. 12- [L. 1]).

---

13) Ce peut être aussi : $\frac{1}{\omega} \frac{P_m}{v}$.

A la valeur de B_o déterminée en (i) correspond :

$$\beta = \frac{1}{\nu} \frac{P_m}{v} \approx 1\ \mu W.\ cm^{-3}.\ Hz^{-1}$$

Comme $v \approx 1300\ cm^3$, on trouve, pour la fréquence expérimentale de 5 MHz : $P_m \approx 6,5\ kW$, puissance à laquelle s'ajoute celle perdue dans le cuivre. Or, le primaire reçoit :

$$P = \left(\frac{14}{\sqrt{2}}\right)^2 \frac{10^6}{3000} \approx 33\ kW \quad ,$$

ce qui laisserait supposer un rendement de $\approx 70\%$, alors qu'en réalité le secondaire ne délivre qu'environ le sixième de la puissance reçue.

Conclusion -

Une diminution de v serait à la fois favorable à (ii) (cf. planche II : augmentation de la bande passante par diminution des réactances parasites) et à (iii) ($P_m = \beta \nu v$) sans nuire à (i) puisque $B_o \ll B_s$. Toutefois, l'augmentation corrélative de B_o entraînant celle de β , il serait souhaitable de déterminer, par une série d'expériences sur un volume de ferrite variable, le compromis à adopter. En ce qui concerne la forme des bobinages essayés, aucun d'entre eux ne s'est nettement distingué par sa supériorité. Il resterait à tenter l'utilisation du câble coaxial. Celui-ci donne d'excellents résultats dans les transformateurs d'impulsions que l'on va sommairement décrire.

(B) Bobinage en câble coaxial sur ferrite.

Le principe est dû à I. LEWIS [Le 4] et son important développement, dans le domaine des grandes puissances, au groupe russe de A. S. NASIBOV [Na 3], [Na 4]. La figure 31 représente sa structure : l'âme ininterrompue constitue le secondaire, tandis que des sections égales de blindage, associées en parallèle, forment le primaire. Cette disposition assure un flux de fuite presque nul d'où les performances réalisées dans le cas d'impulsions de très courtes durée à fronts raides. Il semble que le rapport de transformation ne connaisse pas de limitation : jusqu'à 13 par exemple dans [Na 3]. Malgré ce rapport élevé, la bande passante (estimée d'après l'analyse des fronts de montée et de descente des signaux délivrés) reste encore ≈ 20 MHz (comparer avec celle de la planche II, dans le cas d'un rapport 10).

Les applications d'un tel transformateur s'étendent aux faibles puissances et jusqu'aux circuits intégrés [Ta 1] mais paraissent limitées aux impulsions de polarité constante, pour lesquelles les pertes par hystérésis sont très réduites. Son comportement avec des impulsions périodiques, analogues à celles que nous utilisons, mériterait d'être étudié.

———⁂———

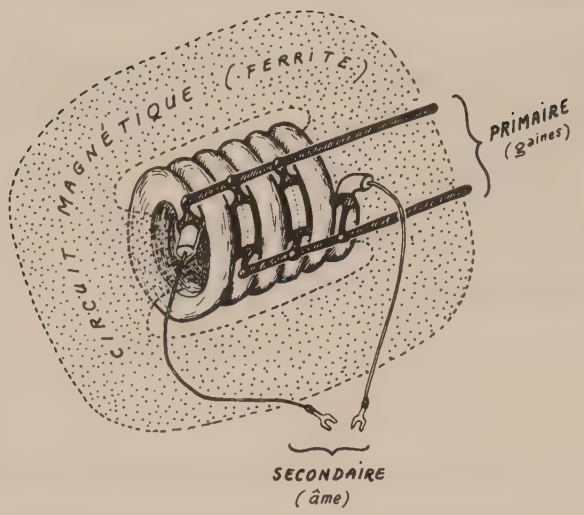


Figure 31.

Schéma d'un transformateur d'impulsions à câble coaxial. (3 sections - Rapport 3)

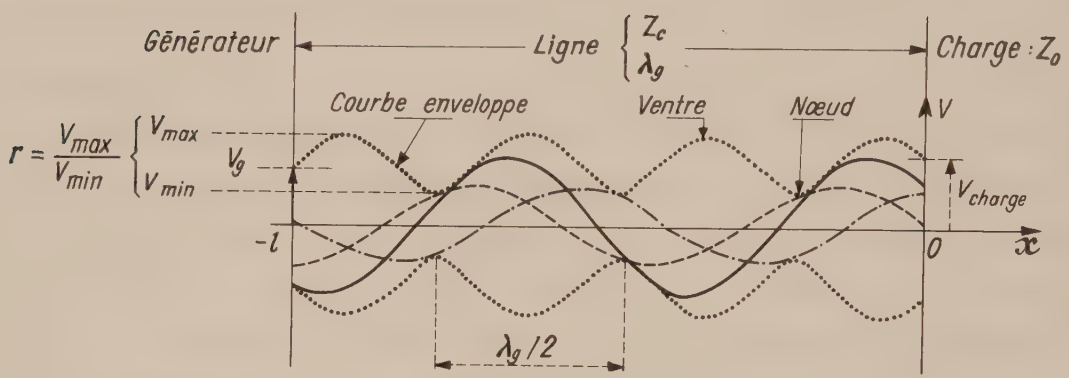


Figure 32.

Système d'ondes partiellement stationnaires sur une ligne parfaite. Il se dessine à partir de la charge lorsqu'on connaît sa valeur (Z_o) et les caractéristiques de la ligne (Z_c et λ_g : longueur d'onde dans le "guide"), la position arbitraire du générateur fixant seulement à la fin l'échelle des ordonnées.

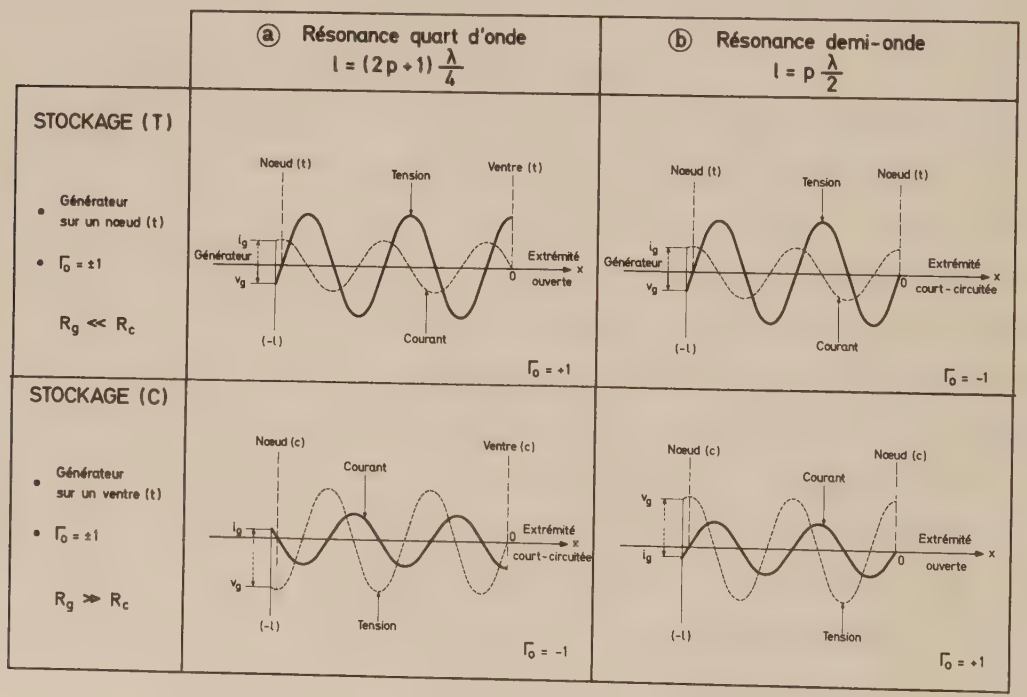


Figure 33.

Différents modes de résonance et de stockage d'une ligne sans pertes. (Tous les points de la ligne vibrent en phase ; le courant et la tension en chaque point sont en quadrature).

CHAPITRE IV

NOUVELLE METHODE : EXTRACTION DE L'ENERGIE DE RESONANCE DES LIGNES

(1)- Etude du principe :

Toutes les méthodes analysées au chapitre III utilisent, pour le stockage, un champ électrostatique ou magnétostatique. A ce champ constant ($\vec{E}$ ou $\vec{H}$) correspond, en chaque point du milieu environnant le réservoir (condensateur, inductance, ligne) une densité d'énergie constante : $\varepsilon\vec{E}^2/2$ ou $\mu\vec{H}^2/2$ [Br 5] p. 157 et 452. Le maintien de ce niveau d'énergie est assuré par une source continue, de tension ou de courant, fournissant, suivant les cas, une puissance faible (fuites des condensateurs) ou élevée (résistances parasites des inductances) ou encore rigoureusement nulle, dans le cas exceptionnel des inductances supraconductrices, autorisant la séparation du générateur après stockage.

(A) Stockage - résonance :

On a conçu la mise en réserve d'énergie à niveau variable pour chacune des deux formes précédentes. Au champ électrique variable en chaque point de l'espace de stockage est nécessairement associé un champ magnétique variable ; ils créent ensemble une densité d'énergie instantanée : $(\varepsilon E^2 + \mu H^2)/2$ [Br 5] p. 690, qui, dans le cas de champs sinusoïdaux en quadrature avec lesquels nous serons concernés, prend la valeur $\varepsilon E^2_{max}/2$ ou $\mu H^2_{max}/2$. L'onde électromagnétique entretenue, au moyen d'un générateur de tension sinusoïdale, se propage et se réfléchit plus ou moins dans l'espace environnant les conducteurs ou intérieur à un conducteur en forme de cavité. Le cas de la réflexion totale, avec production d'un système d'ondes stationnaires semble tout indiqué pour le stockage car il simule un arrêt de la propagation.

Vérifions qu'il en est bien ainsi en examinant, sur la stucture la

plus simple (à une dimension : ligne à retard), les systèmes d'ondes susceptibles de l'habiter. Toute ligne homogène (à constantes réparties) est généralement le siège d'un système d'ondes partiellement stationnaires (fig. 32). Le "taux d'ondes stationnaires" (t. o. s), r , est défini à partir du "coefficient de réflexion" Γ_o de l'obstacle limitant la ligne, à l'abscisse 0, extrémité de sortie. Γ_o , égal au rapport $|B|/|A|$ des modules des amplitudes des complexes des deux ondes de sens inverses, solutions de l'équation de propagation, est exprimable au moyen des deux caractéristiques Z_c et Z_o de la ligne et de l'obstacle respectivement (cf. ch. VI, 3. A.) :

$$\Gamma_o = \frac{Z_o - Z_c}{Z_o + Z_c} \qquad \text{(nombre complexe) .} \qquad (1)$$

[Le 2] p. 308

Le t. o. s :

$$r = \frac{1 + |\Gamma_o|}{1 - |\Gamma_o|} \qquad \text{(nombre réel)} \qquad (2)$$

[Le 2] p. 317

mesure, pour une ligne sans pertes, la "surtension"[14] : rapport des amplitudes de la tension ventrale et nodale, tout le long de la ligne. La tension du générateur se place entre ces deux limites, suivant la position arbitraire qu'on lui assigne, c'est-à-dire suivant la valeur de $-\ell$ (fig. 32). Naturellement pour chaque position, l'adaptation du générateur à $Z(-\ell)$, impédance ramenée en $-\ell$, s'impose. En plaçant la générateur sur un point nodal, on obtient une amplification maximale de sa tension , à l'intérieur de la ligne, pour une charge donnée. Et si, de plus, la valeur de la charge est convenable, on peut augmenter encore cette amplification, donc atteindre les conditions d'un stockage maximal. Théoriquement, on pourrait obtenir une amplification infinie en annulant le dénominateur de r (formule(2)) par les valeurs $\Gamma_o = \pm 1$, ce que l'on obtient dans (1) avec $Z_o = \infty$ (ligne ouverte en O) ou $Z_o = 0$ (court-circuit[15]). La proposition se transpose avec : générateur sur un noeud de courant (ventre de tension) et amplification en courant (fig. 33).

---

14) Pour une ligne à pertes, r varie : $r(x) = \left[1 + |\Gamma(x)|\right] / \left[1 - |\Gamma(x)|\right]$ avec l'abscisse x ; on peut suivre approximativement sa décroissance depuis l'origine jusqu'au générateur sur la planche III.

15) En réalité, la condition : $1 - |\Gamma_o| = 0$, qui s'écrit : $\Gamma_o = e^{j\theta}$ (θ arbitraire), reportée dans (1), conduit à l'infinité des valeurs : $Z_o = jZ_c \operatorname{cotg} \theta/2$, dont celles retenues, lorsque : $\theta = 0 + k\pi$ (ce qui implique Γ_o réel).

L'association de ces deux conditions :

- onde stationnaire pure ($\Gamma_o = \pm 1$: noeud ou ventre sur la charge)
- générateur sur un noeud (de tension ou de courant)

qui définit la résonance de la ligne sur le générateur, s'exprime par l'une des relations : $\ell = (2p + 1)\frac{\lambda}{4}$ (résonance quart d'onde) ou $\ell = p\lambda/2$ (résonance demi-onde). La figure 33 représente l'état de résonance d'une ligne sans pertes, la planche III se rapportant au cas des lignes plus ou moins dissipatives (ordinateur et table traçante).

Dans ces conditions, les amplitudes des deux ondes se propageant en sens inverse deviennent égales ; il en est donc de même des puissances transportées par chacune d'elles [Gr 3] p. 255 : l'énergie ne se propage plus, après avoir atteint, dans la ligne, son niveau maximal.

Non seulement l'énergie mise en réserve est maximale à la résonance mais encore la puissance d'entretien du stockage est très réduite. L'énergie oscille dans la ligne de la forme électrostatique à la forme magnétostatique, le générateur ne faisant que compenser les pertes engendrées par ce transfert. Comme pour le circuit oscillant simple, l'égalité des énergies électrique et magnétique stockées, à la résonance, entraîne des échanges d'énergie réactive nuls avec le générateur [Gr 1] p. 83. On établit d'ailleurs l'équivalence formelle entre ligne et circuit oscillant du point de vue adaptation au générateur [Gr 1] p. 127, formule (60).

Les deux possibilités de stockage : amplification de tension (T) ou amplification de courant (C) , subdivisées chacune en deux modes : résonance quart d'onde ou résonance demi-onde (fig. 33), correspondent à des impédances ramenées valant respectivement :

$\approx R_c \alpha \ell$ (stockage T) ou $\approx R_c/\alpha\ell$ (stockage C)

(cf. ch. VI, 3.B. b: approximation des lignes à faible coefficient d'atténuation α).

Il en résulte, pour l'impédance R_g du générateur :

$R_g \ll R_c$ (stockage T) ou $R_g \gg R_c$ (stockage C).

Or, on a déjà discuté du choix entre ces deux possibilités (ch. III, 2. B.c.) et conclu au rejet du stockage dans une ligne à basse impédance caractéristique R_c. (Rappelons que le stockage C conduisait à envisager des puissances

de générateur de 8 MW [Li 1] contre 5kW pour le nôtre). Par conséquent, c'est le stockage T que nous utiliserons.

(B) Extraction :

Le stockage T pouvant s'effectuer suivant l'un des deux modes a. (en $\lambda/4$) ou b. (en $\lambda/2$) de la figure 33 il convient d'opter pour le mode le plus propice à l'extraction de l'énergie. Pour utiliser le mode b., aux extrêmités court-circuitées, il serait nécessaire d'insérer une charge par ouverture brutale du circuit, opération difficile sinon impossible dans le délai imposé. Par contre, le mode a. permet l'extraction par fermeture brutale (éclateur ou thyratron) de l'extrêmité ouverte sur une charge, l'existence d'un ventre de tension à cette extrêmité facilitant l'amorçage rapide.

Toutefois, nous verrons, à la fin de ce chapitre (§ 4.F.), par quel artifice l'exploitation du mode b. devient finalement plus économique que

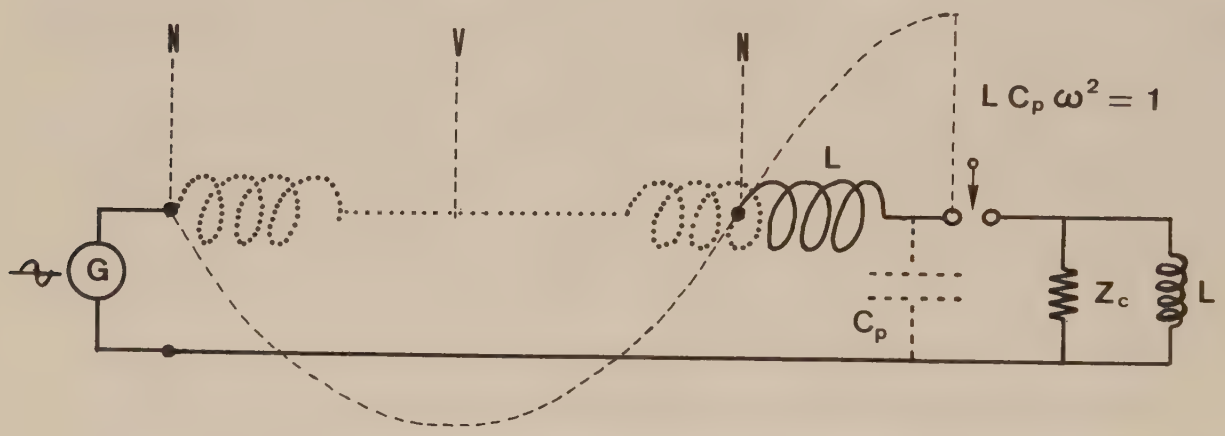


Figure 33 bis.

celle de a. (fig. 33 bis).

L'introduction d'une impédance égale à l'impédance caractéristique Z_c (pratiquement une résistance R_c si les pertes sont faibles - figure 34) revient à prolonger la ligne à l'infini ($\Gamma_o = 0$, donc $|B|/|A| = 0$: pas de réflexion sur la charge). On recrée ainsi les conditions de propagation

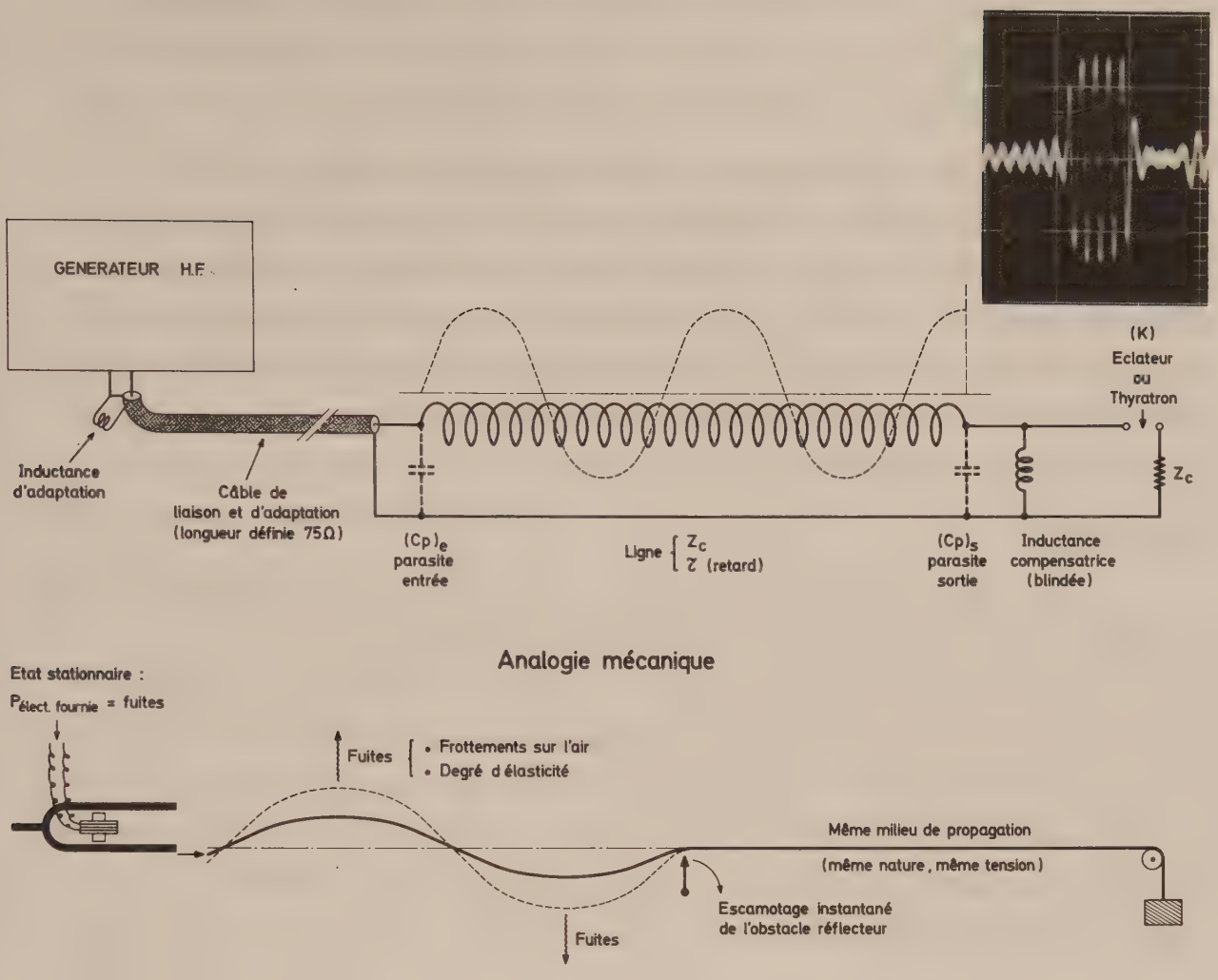


Figure 34.

Extraction de l'énergie réactive d'une ligne résonnante par décharge dans son impédance caractéristique. Analogie mécanique (cf. ch. IV, 2. p. 92).

Exemple d'impulsion obtenue par ce procédé (5kV/division, 1 µs/division), avec une ligne chargée selon le mode indiqué sur le schéma.

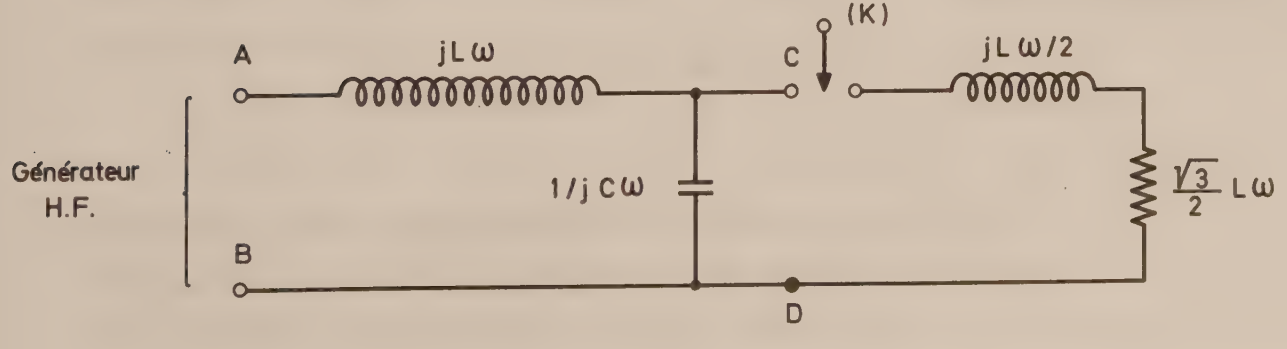


Figure 35.

(passage de l'onde stationnaire pure à l'onde progressive pure). C'est d'ailleurs cette valeur de la résistance de charge qui donne une durée d'impulsion minimale donc une puissance maximale [Gr 3] p. 389-390.

Le rendement énergétique de cette extraction dépend de la tension qui règne aux bornes de l'éclateur (tension d'arc) pendant la décharge. La tension d'arc ayant une valeur absolue indépendante des autres paramètres ($\approx 10^2$ V) et de V_{max} en particulier, la fraction d'énergie perdue diminue aux tensions élevées. Rappelons qu'au contraire les procédés de stockage sur ligne artificielle à basse impédance introduisent des pertes non négligeables. (ch. III, 2. B. c. - p. 71)

Remarques :

►(i) - Par analogie avec la ligne, on pourrait tenter l'extraction de l'énergie de résonance du circuit oscillant série en branchant, aux bornes du ventre de tension, par exemple C, D, (fig. 35) une impédance égale à l'impédance itérative du quadripôle passif, non symétrique : AB, CD . L'expression de la matrice caractéristique [An 1] p. 204 permet de calculer les deux valeurs de l'impédance itérative [An 1] p. 211, formule 31, dont l'une seulement possède une résistance positive : $\mathcal{Z}_s = j\frac{L\omega}{2}(1 \pm j\sqrt{3})$. Cette expérience n'a pas été faite.

►(ii) - Les échanges d'énergie réactive entre la ligne résonnante ou le circuit résonnant et le générateur, pendant toute la durée d'entretien du stockage, étant nuls, l'introduction de l'énergie dans le réservoir s'effectue par un transitoire évanescent à l'instant où l'on branche le générateur. Dans le cas du circuit oscillant série : R, L, C , à faibles pertes, ce courant transitoire s'ajoutant au régime permanent, provient de l'intégrale générale de l'équation différentielle, sans second membre, qui a pour expression :

$$a\, e^{-t/\tau} \cos\left(\frac{\sqrt{\Delta}}{2L}\, t + \varphi\right)$$

dans laquelle : $\Delta = 4L/C - R^2$

: a et φ sont des constantes dépendant des conditions initiales,

: $\tau = 2L/R$ est la constante de temps de charge du réservoir.

L'expression de τ en fonction du coefficient de qualité : $Q = L\omega/R$ du cir-

cuit résonnant : $\tau = 2Q/\omega$ montre bien qu'à un accroissement de la quantité d'énergie stockée (cf. la définition énergétique de Q [Gr 1] p. 171) correspond un accroissement proportionnel de la constante de temps de charge.

Il en est qualitativement de même avec la ligne à retard mais les expressions sont beaucoup plus compliquées. Dans le cas d'une ligne sans pertes à constantes localisées, on peut trouver la réponse sous forme d'une série de fonctions de BESSEL [An 1] p. 572. Ce cas est sans intérêt puisque, simultanément Q et τ deviennent infinis. Dans le cas d'une ligne homogène, réelle (à pertes), le calcul symbolique donne la fonction réponse image $\mathcal{J}(p)$ de i(t) [An 1] p. 582, dont l'inversion ne peut-être réalisée simplement que dans quelques cas particuliers.

(2) Généralisation :

La plupart des systèmes physiques : électromagnétiques, optiques, mécaniques, utilise très largement la résonance. Or, à mesure que la qualité Q du résonateur augmente, l'énergie mise en réserve s'accroît de plus en plus mais elle échappe également de plus en plus à notre contrôle puisqu'on ne perçoit, de l'extérieur, que les fuites (pertes d'énergie par effet Joule par exemple). Habituellement donc, on provoque des pertes, par couplage du résonateur avec le système d'utilisation et ce, naturellement, au détriment de sa qualité.

C'est ainsi que, par exemple, un résonateur d'oscillateur (circuit bouchon sur la grille d'un tube à vide ou cavité d'un klystron), de coefficient Q_o à vide, voit son coefficient Q_c en charge tomber de moitié, pour un certain couplage ([Se 3] p. 940 § 2-1) et sa sélectivité diminuer en conséquence. C'est encore une variation de sélectivité d'un résonateur à l'intérieur duquel on a placé un échantillon paramagnétique ou ferromagnétique qui donne la mesure de la perméabilité complexe en résonance paramagnétique électronique ou nucléaire. [Gr 2] p. 45 § 2.

Dans les deux exemples de résonateurs électromagnétiques que nous venons de citer, le couplage s'effectue par introduction dans la cavité de la matière même destinée à recevoir l'énergie : faisceau de particules, échantillon solide ou liquide. La plupart des oscillateurs de puissance (klystrons, tubes à ondes progressives) et des accélérateurs de particules (accé-

lérateurs linéaires - synchrotrons) sont basés sur le principe du couplage d'un flux de particules avec le champ électromagnétique de la cavité (cf. par exemple la description de la cavité accélératrice de "Saturne" [Le 0]). On a utilisé ce même principe pour la chambre à étincelles à micro-ondes mais les inconvénients dus à l'hétérogénéité du champ intérieur au résonateur (système d'ondes stationnaires) ont été signalés au chapitre I (p. 3 - 4), de même que l'amortissement supplémentaire occasionné par la décharge dans la chambre (p. 5) lorsqu'elle constitue un élément du circuit résonnant produisant l'impulsion.

Un second mode de couplage du résonateur électromagnétique avec le circuit d'utilisation consiste à établir une liaison par câble coaxial (ou guide) dont l'extrêmité, munie d'une boucle (ou d'une fente), est placée dans une région privilégiée du résonateur. C'est le cas du magnétron [He 1] p. 4-47 ("output coupling") pour lequel le coefficient de couplage influe encore sur la surtension (p. 4-49).

Lorsqu'on passe aux cavités optiques (laser oscillateur), c'est le coefficient de réflexion du miroir semi-transparent qui détermine les fuites c'est-à-dire l'importance relative du faisceau utile. A mesure que le coefficient de réflexion augmente, la qualité de la cavité s'améliore mais elle s'isole de plus en plus. On trouvera le schéma du circuit équivalent de l'oscillateur laser (circuit bouchon shunté par deux conductances dont l'une est négative) et le calcul de son bilan énergétique dans [Sc 3] p. 78. L'énergie utilisable est celle de la branche à conductance positive tandis que l'énergie stockée dans l'inductance ou la capacité échappe à l'expérience.

Enfin, l'exemple de la corde de violon montre, en acoustique, que là encore ce sont les pertes dues au couplage avec la caisse (par l'intermédiaire de l'air ambiant), compensées par le frottement de l'archet, que nous percevons et non l'énergie de résonance que la corde a emmagasinée pendant le transitoire du début de l'attaque.

En résumé, on voit que, d'une façon générale en physique, le système d'utilisation, branché en parasite sur le résonateur, amoindrit sa qualité et ne bénéficie guère de l'énergie stockée. Cette situation, tout à fait concevable pour les systèmes à régimes permanents, ne parait pas logique pour les

systèmes à impulsions. On a intérêt, dans ce cas, à augmenter au maximum l'énergie stockée, en laissant au coefficient Q sa valeur à vide : Q_o (suppression dans un premier temps du couplage avec l'utilisation), puis à vider cette énergie dans l'utilisation par variation brusque du couplage, le rendement énergétique étant aussi voisin que possible de l'unité. C'est le système préconisé ici.

Si l'on savait vider d'une façon utilisable la cavité d'un magnétron ou d'un laser (basculement instantané du miroir semi-réfléchissant limitant la cavité, par exemple), la puissance de l'impulsion électromagnétique obtenue dépasserait d'un facteur important (peut-être 10^2 ou 10^3) celle résultant de la modulation d'un régime permanent.

On peut poursuivre l'analogie mécanique en revenant à une expérience élémentaire dite "expérience de MELDE", la corde étant supposée prolongée au-delà de l'obstacle réflecteur constitué par une butée escamotable (fig. 34) Le coefficient de réflexion de l'obstacle passant brutalement de -1 à 0 (égalité de l'impédance caractéristique et de l'impédance de charge puisque continuité du milieu - notamment même tension), l'onde stationnaire doit se propager en se décomposant. C'est en imaginant cette simple représentation que j'eus, en 1967, la suggestion de ce nouveau procédé d'extraction de l'énergie de résonance des lignes électromagnétiques , objet de ce chapitre. Je démontrai par la suite, en faisant part de mon idée à J. POTTIER, que les ordres de grandeurs (Z_g notamment) étaient compatibles avec un stockage T en quart d'onde.

(3)- Forme sous laquelle on recueille l'énergie .

D'après l'image mécanique de l'exemple ci-dessus (fig. 34) on serait tenté de penser, par analogie avec la propagation d'un ébranlement, que si l'obstacle disparaît au moment où la corde dessine une sinusoïde, celle-ci va se propager telle quelle avec la même amplitude et la même longueur. Cette supposition est naturellement fausse, comme on va le voir, d'autant plus que si l'ouverture se produisait un quart de période plus tard, au moment où les élongations sont toutes nulles, l'image d'un fuseau se déplaçant sans déformation n'existerait plus. C'est que les conditions initiales relatives à chaque élément matériel de la corde diffèrent suivant qu'il s'agit d'une onde progressive ou d'une onde stationnaire. Dans les deux cas, les élongations de chaque point de

la corde pourront être identiques à l'instant initial mais les vitesses correspondantes seront très différentes : tous les points de l'onde stationnaire (sans pertes) vibrant en phase, ont des vitesses nulles simultanément ; tous ceux de l'onde progressive possèdent une différence de phase proportionnelle à la différence de marche.

Confirmons ce point de vue au moyen de l'équation de propagation d'une ligne sans pertes et démontrons que le signal de sortie possède une amplitude de tension moitié de la tension ventrale, sa durée étant égale au double du retard τ de la ligne. (Nombre de périodes double du nombre de périodes stockées).

Ce résultat est analogue à celui de la ligne sans pertes, chargée sous une tension continue : $+ V_o$ dont il est fait mention au chapitre précédent. Sa démonstration, qui ne paraît pas possible, a priori, par la voie du calcul symbolique, puisque la nature du circuit est modifiée [An 1] p. 501, a pu néanmoins être conduite de cette façon [Gr 3] p. 387, grâce à la méthode indiquée dans [An 1] p. 576.

Toutefois la démonstration directe, appliquant les conditions initiales, à l'instant $t = 0_-$ (précédant immédiatement l'instant $t = 0$ de la fermeture de l'interrupteur K - fig. 36), aux solutions générales de l'équation de propagation considérées à partir de l'instant $t = 0_+$ où le circuit est fermé, peut être menée à bien, dans les deux cas de la charge en continu et de la charge en H.F, à condition d'être très attentifs aux intervalles de définition des fonctions solutions et à leurs discontinuités aux bornes de ces intervalles.

(A.) Décharge de la ligne chargée sous une tension continue :

Nous remonterons au système d'équations aux dérivées partielles reliant la tension : $V(t,x)$ au courant : $I(t,x)$, en chaque point x de la ligne, à chaque instant t (cf. par exemple [Gr 3] p. 155 formules 6 et 7 ou [Le 2] p. 298 formules 9. 8). Dans l'hypothèse simplificatrice où la résistance et la conductance linéiques sont nulles : $R = G = 0$ (ligne sans pertes), ce système d'équations devient :

$$-\frac{\partial V}{\partial x} = L \frac{\partial I}{\partial t} \qquad (1)$$

$$-\frac{\partial I}{\partial x} = C \frac{\partial V}{\partial t} \qquad (2)$$

L et C : grandeurs linéiques

On en déduit, après dérivation, l'équation des cordes vibrantes :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = LC \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} \qquad (3)$$

qui admet pour solution générale [Ba 2] p. 857 :

$$\boxed{V(t,x) = f\left(t - \frac{x}{v}\right) + \varphi\left(t + \frac{x}{v}\right)} \qquad (4)$$

où f et φ désignent des fonctions arbitraires que les conditions initiales détermineront et v la vitesse de phase reliée aux paramètres de la ligne par l'équation :

$$v = (LC)^{-1/2} \qquad (5)$$

Recherche de $I(t,x)$ en fonction de f et φ :

Reportons (4) dans (1), après dérivation par rapport à x, puis intégrons par rapport à t :

$$\frac{1}{v} f'\left(t - \frac{x}{v}\right) - \frac{1}{v} \varphi'\left(t + \frac{x}{v}\right) = L \frac{\partial I}{\partial t}$$

d'où :
$$I(t,x) = \frac{1}{Lv}\left[f\left(t - \frac{x}{v}\right) - \varphi\left(t + \frac{x}{v}\right) + k_1(x)\right]$$
$k_1(x)$ = fonction arbitraire de x et non de t. (6)

Les mêmes opérations effectuées sur l'équation (2) donnent une expression de I légèrement différente :

$$I(t,x) = Cv\left[f\left(t - \frac{x}{v}\right) - \varphi\left(t + \frac{x}{v}\right) + k_2(t)\right]$$
$k_2(t)$ = fonction arbitraire de t et non de x (7)

L'identification de (6) et (7), compte tenu de la définition :

$$Z_c = (L/C)^{1/2} \qquad (8)$$

et de la relation (5), donne l'expression définitive de I :

$$\boxed{I(t,x) = \frac{1}{Z_c}\left[f\left(t - \frac{x}{v}\right) - \varphi\left(t + \frac{x}{v}\right) + k\right]}$$
k = constante (indépendante de t et de x) (9)

ⓐ - Choix de l'origine : (fig. 36 p. 116).

Le point origine O a été choisi sur la charge, avec certains auteurs ([Le 2] et [Ra 3] p. 13), car d'une part, c'est elle qui détermine la posi-

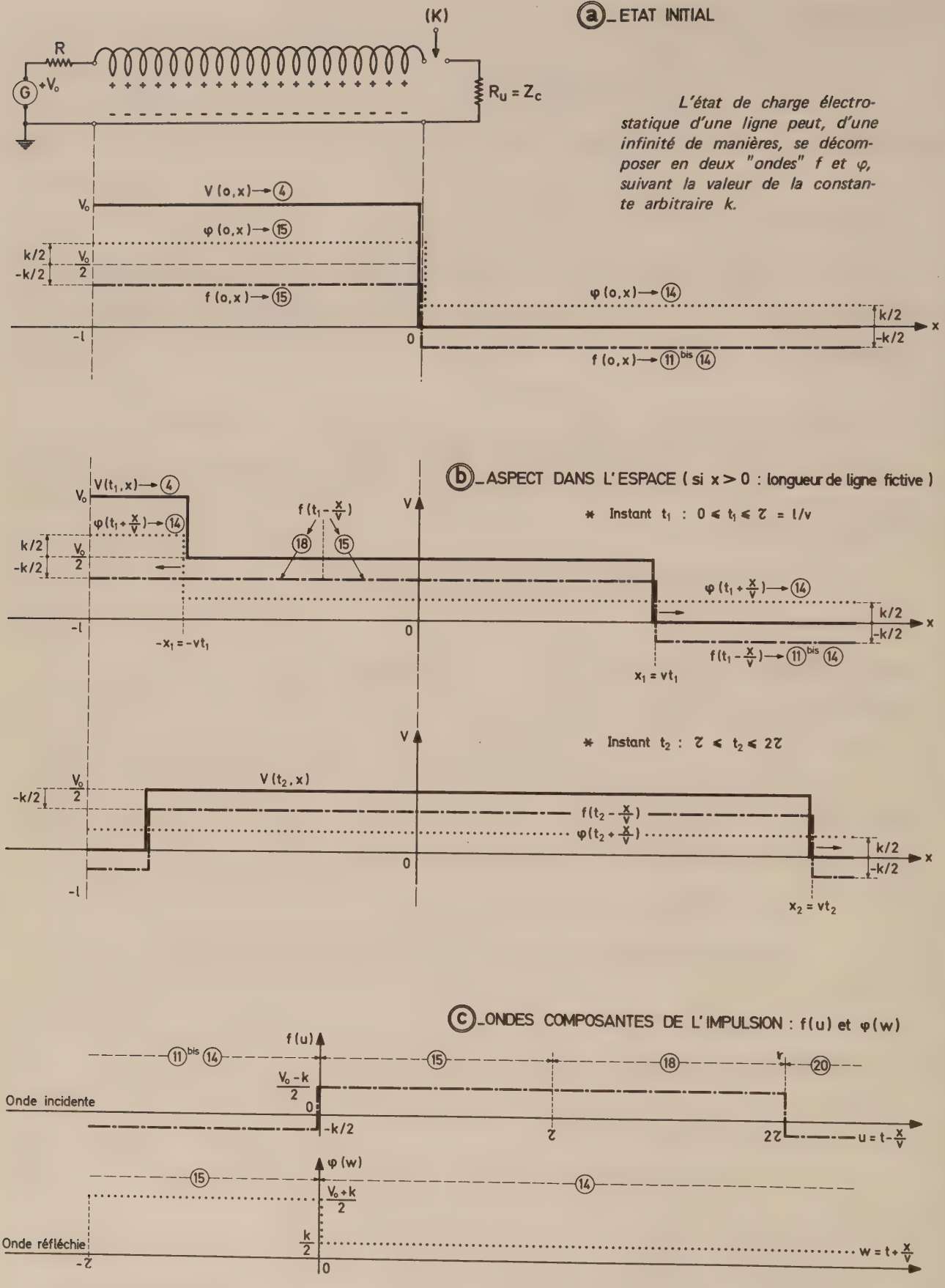


Figure 36 : Analyse de la décharge d'une ligne-réservoir électrostatique.

tion des nœuds et des ventres (et non le générateur) et, d'autre part, il peut en résulter une simplification des calculs (cf. [An 1] p. 588) mais le sens positif habituel sur l'axe des abscisses a été conservé (à la différence de [Le 2]) ce qui donne des valeurs négatives pour les abscisses de tous les points de la ligne.

ⓑ - Première condition initiale : tension constante.

On a remplacé, pour simplifier, dans toutes les identités qui suivent, le signe : $\equiv$ par le signe : $=$.

$$\left.\begin{array}{c} t = 0 \quad ; \quad -\ell \leqslant x \leqslant 0 \\ V(0,x) = V_o \end{array}\right\} \qquad (10)$$

Cette condition appliquée à (4) entraîne :

$$V(0,x) = f(-\frac{x}{v}) + \varphi(\frac{x}{v}) = V_o \quad ,$$

ou, en introduisant le temps de propagation : $\theta = -x/v$ de 0 à M (fig. 36) et $\tau = \ell/v$ de 0 à A (retard de la ligne):

$$\left.\begin{array}{c} f(\theta) + \varphi(-\theta) = V_o \\ 0 \leqslant \theta \leqslant \tau \end{array}\right\} \qquad (11)$$

Pour les points extérieurs à la ligne on a :

$$\left.\begin{array}{l} t = 0 \quad ; \quad x > 0 \text{ ou } x < -\ell \\ V(0,x) = 0 \implies f(-t) = -\varphi(t) \end{array}\right\} \qquad (11 \text{ bis})$$

ⓒ - Deuxième condition initiale : courant nul.

$$\left.\begin{array}{c} t = 0 \quad ; \quad -\ell \leqslant x \leqslant 0 \\ I(0,x) = 0 \end{array}\right\} \qquad (12)$$

Il vient :

$$\left.\begin{array}{c} f(\theta) - \varphi(-\theta) + k = 0 \\ 0 \leqslant \theta \leqslant \tau \end{array}\right\} \qquad (13)$$

ⓓ - Première condition aux limites : extrêmité de sortie.

Sur la charge : $R_u = Z_c$ dès que $t > 0$.

Il suffit d'écrire la loi d'Ohm, au point : $x = 0$, pour toute valeur de t positive. On a, d'après (4) et (9) :

$$\frac{V(t,0)}{I(t,0)} = Z_c = Z_c \frac{f(t) + \varphi(t)}{f(t) - \varphi(t) + k}$$

d'où :

$$\left.\begin{array}{c} \varphi(t) = \frac{k}{2} \\ t > 0 \end{array}\right\} \qquad (14)$$

En additionnant ou en soustrayant membre à membre (11) et (13), on obtient :

$$\left.\begin{array}{l} f(\theta) = \dfrac{V_o - k}{2} \qquad \text{et} \qquad \varphi(-\theta) = \dfrac{V_o + k}{2} \\ 0 \leqslant \theta \leqslant \tau \end{array}\right\} \qquad (15)$$

On peut donc écrire, dans l'intervalle $[0,\tau]$, la valeur cherchée de $V(t,0)$ pour $t > 0$:

$$\left.\begin{array}{l} V(t,0) = f(t) + \varphi(t) = \dfrac{V_o - k}{2} + \dfrac{k}{2} = \dfrac{V_o}{2} \\ 0 \leqslant t \leqslant \tau \end{array}\right\} \qquad (16)$$

ⓔ - Deuxième condition aux limites : côté générateur : entrée.

Au point $x = -\ell$, on a toujours : $Z_g = \infty$ (grande résistance en série avec le générateur) donc le courant est constamment nul :

$$\left.\begin{array}{l} I(t, -\ell) = \dfrac{1}{Z_c}\left[f(t+\tau) - \varphi(t-\tau) + k \right] = 0 \\ t > 0 \end{array}\right\} \qquad (17)$$

Or, on peut tirer de (15) l'expression de : $\varphi(t-\tau)$ pour des valeurs négatives de : $t - \tau = -\theta$ telles que :

$$0 \leqslant \tau - t \leqslant \tau \qquad \text{c'est-à-dire :} \qquad 0 \leqslant t \leqslant \tau \quad .$$

Donc l'équation (17) devient :

$$f(t+\tau) - \left(\frac{V_o + k}{2} \right) + k = 0$$

ou

$$\left.\begin{array}{l} f(t+\tau) = \dfrac{V_o - k}{2} \\ 0 \leqslant t \leqslant \tau \end{array}\right\} \qquad (18)$$

ce qui permet d'écrire (16), compte tenu de (14) :

$$\left.\begin{array}{l} V(t+\tau, 0) = f(t+\tau) + \varphi(t+\tau) = \dfrac{V_o}{2} \\ 0 \leqslant t \leqslant \tau \end{array}\right\} \qquad (19)$$

Dès que $t < \tau$ la fonction $\varphi(w)$ subit une discontinuité dans l'équation (17), passant de la valeur : $\dfrac{V_o + k}{2}$ (15) à la valeur $\dfrac{k}{2}$ (14). Il en résulte que :

et par conséquent :

$$\left.\begin{array}{l} f(t+\tau) = -\dfrac{k}{2} \quad \text{pour} \quad t > \tau \\ V(t+\tau, 0) = 0 \\ t > \tau \quad . \end{array}\right\} \qquad (20)$$

Les trois groupes de relations (16), (19) et (20) montrent bien qu'on obtient une impulsion d'amplitude $V_o/2$ et de durée 2τ (fig. 36 p. 116).

Cette solution, qui a l'inconvénient d'être longue, présente l'avantage de décrire à tout instant le processus de décharge en tout point de la ligne, mettant en évidence les rôles respectifs des deux ondes d'amplitude constante (mais discontinue) f et φ en lesquelles on peut, d'une infinité de manières, décomposer l'état initial de charge uniforme (fig. 36. a.). On les voit se propager en sens inverse sur la figure 36. b. où leur composition fournit l'aspect de la décharge à différents instants, sur une ligne prolongée vers les x positifs.

La représentation graphique de ces fonctions de deux variables (f et φ) exige en principe un référentiel trilinéaire mais, en raison de leur forme particulière, le plan suffit (fig. 36. c.). Ce sont, en effet, des fonctions composées par l'intermédiaire d'une seule variable u ou w , respectivement, ces dernières étant elles-mêmes fonctions de deux variables.

(B) Décharge de la ligne chargée en résonance quart d'onde .

Cas concernant notre méthode d'extraction de l'énergie réactive des résonateurs.

La constante d'atténuation α est encore supposée nulle ; cette démonstration suit une démarche identique à la précédente.

(a) - Etat initial.

Déterminons les fonctions, $V(t,x)$ et $I(t,x)$, décrivant l'état de résonance quart d'onde initial, lorsque $t \leqslant 0$ (fig. 37. A.) :

- ligne ouverte en $x = 0$, $Z_o = \infty$ (ventre de tension)
- générateur très près d'un nœud de tension, avec lequel on le fera finalement coïncider.

$$\left[\ell = (2p + 1 + \varepsilon)\frac{\lambda}{4} \quad ; \quad \varepsilon \to 0 \right]$$

►(i) - Conditions à la limite générateur.

Celui-ci impose une tension : $V_g \cos \omega t$ (de pulsation $\omega = 2\pi\nu$), pour laquelle il est traversé par le courant : $I_g \cos(\omega t + \psi)$. Les équations (4) et (9) s'écrivent, pour le point de la ligne d'abscisse $x = -\ell$:

$$V(t, -\ell) = V_g \cos \omega t = f\left(t + \frac{\ell}{v}\right) + \varphi\left(t - \frac{\ell}{v}\right) \qquad (21)$$

$$I(t, -\ell) = I_g \cos(\omega t + \psi) = \frac{1}{Z_c}\left[f\left(t + \frac{\ell}{v}\right) - \varphi\left(t - \frac{\ell}{v}\right) + k\right] \qquad (22)$$

Cherchons des fonctions f et φ qui soient sinusoïdales et de même pulsation ω que la source. Cette éventualité, compatible avec (21), puisque $f + \varphi$ sera également sinusoïdale, impose dans (22) :

$$\left.\begin{aligned} k &= 0 \\ t &\leqslant 0 \end{aligned}\right\} \qquad (23)$$

(car, $f - \varphi$, sinusoïdale, associée au premier membre de (22), devra traverser la valeur zéro). On posera donc :

$$\left.\begin{aligned} f(t) &= f_o \cos(\omega t + \Phi) \\ \text{et} \quad \varphi(t) &= \varphi_o \cos(\omega t + \Phi') \end{aligned}\right\} \qquad (24)$$

► (ii) - Conditions à la limite charge (sortie ouverte).

La condition : $Z_o = \infty$ entraîne (loi d'Ohm) :

$$I(t, 0) = 0 \qquad \text{pour} \qquad t \leqslant 0 \quad .$$

Par suite, compte tenu de (9), (23) et (24) :

$$\left.\begin{aligned} f(t) = \varphi(t) &= f_o \cos(\omega t + \Phi) \\ t &\leqslant 0 \end{aligned}\right\} , \qquad (25)$$

ce qui donne, en reportant (25) dans (21) :

$$V_g \cos \omega t = f_o\left[\cos\left[\omega\left(t + \frac{\ell}{v}\right) + \Phi\right] + \cos\left[\omega\left(t - \frac{\ell}{v}\right) + \Phi\right]\right] ,$$

soit :

$$V_g \cos \omega t = 2 f_o \cos(\omega t + \Phi) \cdot \cos \omega \frac{\ell}{v} \quad .$$

L'identification des deux membres de cette dernière relation conduit à :

$$\Phi = 0 \qquad \text{et} \qquad f_o = \frac{V_g}{2 \cos \omega \frac{\ell}{v}} \quad ,$$

soit, en désignant par V_o la tension ventrale (produit des cosinus égal à 1) et par $\beta = \omega / v$ la constante de phase :

$$\Phi = 0 \quad , \qquad f_o = \frac{V_g}{2 \cos \beta \ell} = \frac{V_o}{2} \qquad (26)$$

L'équation (25), devient, compte tenu de (26) :

$$\left.\begin{aligned} f(t) = \varphi(t) &= \frac{V_o}{2} \cos \omega t \\ t &\leqslant 0 \ . \end{aligned}\right\} \qquad (27)$$

Reportons (27) dans (4), en prenant comme variable u ou w ; il vient, après réduction :

$$\left.\begin{aligned} V(t,x) &= V_o \ . \ \cos \omega t \ . \ \cos \beta x \\ t &\leqslant 0 \end{aligned}\right\} \qquad (28)$$

L'expression correspondante du courant découle de (9), (23) et (27) :

$$I(t,x) = \frac{V_o}{2 Z_c} \left[\cos \omega \left(t - \frac{x}{v}\right) - \cos \omega \left(t + \frac{x}{v}\right) \right] \ ,$$

ou

$$\left.\begin{aligned} I(t,x) &= \frac{V_o}{Z_c} \ . \ \sin \omega t \ . \ \sin \beta x \\ t &\leqslant 0 \ . \end{aligned}\right\} \qquad (29)$$

La comparaison de (28) et (29) montre que le courant et la tension sont en quadrature, en tout point de la ligne (en particulier $\Psi = -\frac{\pi}{2}$ dans (22)) et que les nœuds de tension coïncident avec les ventres de courant et réciproquement. Chacune des deux formules exprime, d'autre part, la concordance de phase entre deux points quelconques. Ces résultats ont été représentés sur la figure 33 , p. 104.

A la résonance, le générateur occupant un nœud de tension, on doit avoir : $V_g \equiv 0$, $\mathcal{E} = 0$ et, comme : $\ell = (2p + 1)\frac{\lambda}{4}$, le dénominateur de (26) s'annule également, d'où la forme indéterminée 0/0 qui laisse V_o arbitraire. Pour que la ligne soit chargée, il faut que $V_o \not\equiv 0$ ce qui entraîne :

$$I(t, -\ell) = \frac{V_o}{Z_c} \sin \omega t \not\equiv 0$$

et comme :

$$V(t, -\ell) \equiv 0 \ , \qquad (30)$$

il est nécessaire que l'impédance ramenée à l'entrée de la ligne : $Z(-\ell)$ soit nulle (loi d'Ohm), de même que l'impédance interne du générateur. C'est la condition idéale relative à la ligne sans pertes : $Z(-\ell) = Z_g = 0$, devenant, comme on l'a vu, avec les lignes à faibles pertes : $Z_g \ll Z_c$.

Partant de l'état initial défini par (28) et (29), cherchons les nou-

velles fonctions f(u) et φ(w) satisfaisant aux deux conditions initiales (tension et courant) et, aux deux conditions aux limites (entrée et sortie). Ces fonctions ne prétendent décrire l'état de la ligne que pour $0 \geqslant x \geqslant -\ell$ et $t > 0$. Cependant les valeurs positives de x seront admises, dès que $t > 0$, car la charge Z_c équivaut à une ligne infinie à droite.

ⓑ - Première condition initiale (relative à la tension).

D'après (4) et (28), l'état de la ligne à l'instant $t = 0$ est représenté par :

$$\left\{ \begin{array}{l} V(0,x) = f(-\frac{x}{v}) + \varphi(\frac{x}{v}) = V_o \cos \beta x = V_o \cos \omega \frac{x}{v} \\ t = 0 \quad ; \quad -\ell \leqslant x \leqslant 0 \end{array} \right.$$

soit, en prenant : $u = t - \frac{x}{v} = -\frac{x}{v}$, comme variable :

$$\left. \begin{array}{l} f(u) + \varphi(-u) = V_o \cos \omega u \\ 0 \leqslant u \leqslant \tau \end{array} \right\} \qquad (31)$$

ⓒ - Deuxième condition initiale (relative au courant) :

D'après (9) et (29) on a :

$$\left\{ \begin{array}{l} I(0,x) = f(-\frac{x}{v}) - \varphi(\frac{x}{v}) + k = 0 \\ t = 0 \quad ; \quad -\ell \leqslant x \leqslant 0 \ , \end{array} \right.$$

soit :

$$\left. \begin{array}{l} f(u) - \varphi(-u) + k = 0 \\ 0 \leqslant u \leqslant \tau \quad . \end{array} \right\} \qquad (32)$$

D'après (31), on doit rechercher pour f(u) et φ(-u), dans l'intervalle $[0, \tau]$, des fonctions sinusoïdales de pulsation ω. Par suite, leur différence, fonction sinusoïdale de même fréquence, traversera la valeur zéro, ce qui entraîne dans (32) :

$$k = 0 \quad . \qquad (33)$$

Il en résulte :

$$\left. \begin{array}{l} f(u) = \varphi(-u) \\ 0 \leqslant u \leqslant \tau \end{array} \right\}$$

relation qui, reportée dans (31), donne :

$$\left. \begin{array}{l} f(u) = \varphi(-u) = \frac{V_o}{2} \cos \omega u \\ 0 \leqslant u \leqslant \tau \end{array} \right\} \qquad (34)$$

ⓓ - Première condition limite (côté charge : x = 0)

L'impédance de sortie devenant égale à Z_c dès que $t > 0$, en formant le rapport des équations (4) et (9) , compte tenu de (33), on obtient :

$$\frac{V(t,0)}{I(t,0)} = Z_c \frac{f(t) + \varphi(t)}{f(t) - \varphi(t)} = Z_c$$

soit :

$$\left.\begin{array}{c} \varphi(t) = 0 \\ t > 0 \end{array}\right\}$$

Il revient au même de supposer, à l'instant $t = 0$, la ligne prolongée à l'infini ($x > 0$) avec une tension et un courant nuls dans ce tronçon, d'où le système :

$$\left.\begin{array}{c} f(u) + \varphi(-u) = 0 \\ f(u) - \varphi(-u) = 0 \\ u < 0 \end{array}\right\}$$

qui a pour solution :

$$\left.\begin{array}{c} f(u) = \varphi(-u) = 0 \\ u < 0 \end{array}\right\} \qquad (35)$$

ⓔ - Deuxième condition limite (côté générateur : $x = -\ell$):

En $x = -\ell$, le générateur occupe un nœud de tension d'où :

$$\left.\begin{array}{c} V(t, -\ell) = f\left(t + \frac{\ell}{v}\right) + \varphi\left(t - \frac{\ell}{v}\right) = 0 \\ t > 0 \end{array}\right\} \qquad (36)$$

Or, la fonction $\varphi(w)$ où $w = t + \frac{x}{v}$, représentant l'onde réfléchie, est discontinue au passage par la valeur 0, comme le montrent (34) et (35), ce qui correspond bien à la discontinuité du pouvoir réflecteur de l'obstacle, passant de 1 à 0 , en $x = 0$, pour $t = 0$. Deux cas se présentent donc pour l'équation (36) :

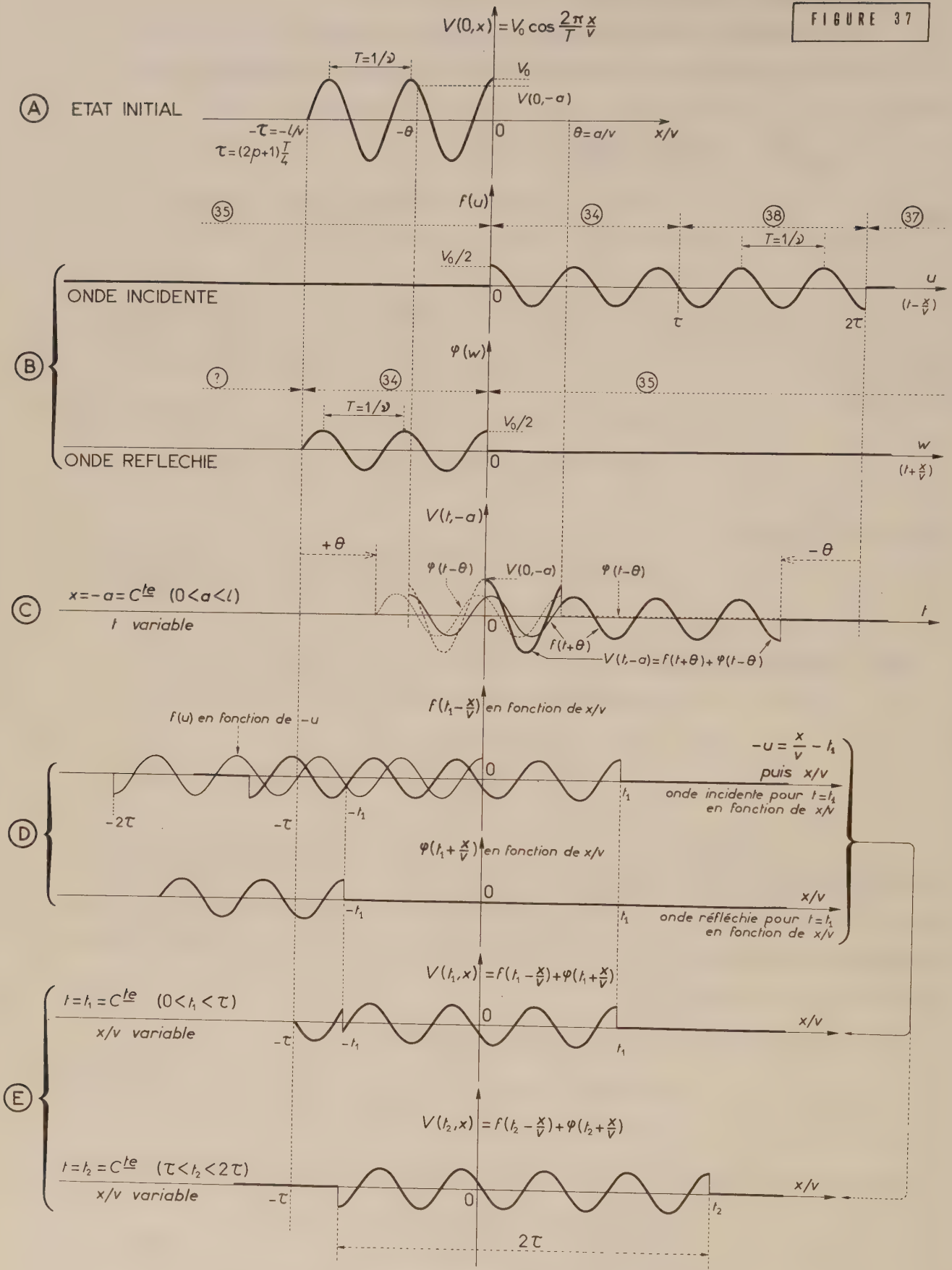
►. $w = t - \tau > 0$ d'où il résulte de (35) et (36) :

$$\left.\begin{array}{c} f(t + \tau) = 0 \\ t > \tau \end{array}\right\} \qquad (37)$$

►. $w = t - \tau \leqslant 0$ (et $t > 0$) d'où, par application de (34) et (36) :

$$\left.\begin{array}{c} f(t + \tau) = -\frac{V_o}{2} \cos \omega (t - \tau) \\ 0 < t \leqslant \tau . \end{array}\right\} \qquad (38)$$

FIGURE 37



DECHARGE D'UNE LIGNE RESONNANTE DANS Z_C

Or, d'après (34) :

$$\left.\begin{aligned} f(\tau - t) &= \frac{V_o}{2} \cos \omega (\tau - t) \\ 0 &< t \leqslant \tau \end{aligned}\right\}$$

donc :

$$\left.\begin{aligned} f(\tau + t) &= - f(\tau - t) \\ 0 &< t \leqslant \tau \end{aligned}\right\}$$

ce qui exprime une symétrie de la courbe f dans l'intervalle $[0, 2\tau]$ par rapport au point $u = \tau$ tel que $f(\tau) = 0$ (cf. fig. 37) puisque $\ell = (2p + 1)\frac{\lambda}{4}$ et par conséquent :[16]

$$\left.\begin{aligned} f(u) &= \frac{V_o}{2} \cos \omega u \\ 0 &< u \leqslant 2\tau . \end{aligned}\right\} \qquad \text{(38 bis)}$$

englobe (34) et (38)

La figure 37-B- représente les fonctions composées de deux variables f et φ, par l'intermédiaire d'une variable unique (u ou w). Leur somme, pour $x = a$ fixé, donne la variation du potentiel en ce point, à partir de l'instant $t = 0$ et même un peu en-deçà (courbe pointillée - fig. 37-C). Sur la figure 37-D, ces mêmes ondes composantes de l'impulsion sont représentées en fonction de x/v pour une valeur de t fixée. La somme de ces deux dernières fournit l'aspect de la décharge le long de la ligne à différents instants (fig. 37-E). En particulier, pour $t_2 = 2\tau$, le potentiel du point O retombe à zéro, l'impulsion recueillie ayant bien la forme annoncée :

amplitude : $V_o/2$, durée : 2τ , fréquence : $\nu = \omega/2\pi$

4- Qualités requises pour les lignes-réservoir résonnantes.

Tous les raisonnements contenus dans ce paragraphe supposent des lignes à faibles pertes (α petit) pour lesquelles s'appliquent, avec une bonne approximation, les résultats qui précèdent.

A. Quantité d'énergie stockée :

On sait (cf. par exemple [Re 1] p. 624) que le coefficient de surtension Q d'une ligne, possédant la même définition énergétique que celui du circuit oscillant :

---

16) On vérifie d'ailleurs aisément que :

$f(t + \tau) = - \frac{V_o}{2} \cos \omega (t - \tau) = \frac{V_o}{2} \cos \omega (t + \tau)$ puisque :

$\cos \omega (t - \tau) + \cos \omega (t + \tau) = 2 \cos \omega t . \cos \omega \tau = 0$, car le dernier facteur est nul.

$$Q = 2\pi \frac{W_{st} \longleftarrow \text{(énergie stockée)}}{W_{diss}/T \longleftarrow \text{(énergie dissipée par période)}} , \qquad (1)$$

a pour expression :

$$Q = \frac{\pi}{\lambda_g \alpha} = \frac{\beta}{2\alpha} = \frac{\omega}{2\alpha v} , \qquad (2)$$

dans laquelle β désigne le coefficient de phase :

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_g} = \frac{\omega}{v} , \qquad (3)$$

α , le coefficient d'atténuation et λ_g et v la longueur d'onde et la vitesse de phase dans la ligne, respectivement.

Or, la puissance P du générateur est entièrement dissipée dans la ligne de stockage, en négligeant le rayonnement de l'extrêmité ouverte (sortie), protégée par une inductance de compensation blindée. Par suite, il résulte de (1) et (2) :

$$W_{st} = \frac{P}{2\alpha v} = \frac{P\tau}{2\alpha \ell} \qquad (4).$$

Le maximum de W_{st} s'obtient donc avec un générateur de puissance aussi élevée que possible, adapté sur une ligne présentant les pertes les plus faibles, avec le plus grand retard linéique possibles. Ces deux dernières conditions étant antagonistes, il y aura nécessité d'adopter un compromis si l'on est intéressé seulement par la quantité d'énergie stockée.

Il est remarquable :

►(i) - que la quantité d'énergie stockée, au moyen d'un générateur de puissance finie, puisse être rendue aussi grande que l'on veut, son maximum théorique (ligne idéale : $\alpha = 0$) étant infini. Cette différence avec le stockage électrostatique paraît essentielle : la tension du générateur fixe, dans ce cas, la quantité d'énergie emmagasinée dans le condensateur parfait.

On peut donc espérer, avec le développement des supraconducteurs à champ variable, qu'un petit oscillateur à transistors de quelques dizaines de watts suffira pour charger une ligne supraconductrice.

►(ii) - que, pour une structure donnée (donc α et v fixés), la quantité d'énergie stockée soit indépendante de la longueur de la ligne.

Par contre, la formule (4) montre que la puissance de l'impulsion

délivrée :

$$P_i \approx \frac{W_{st}}{2\tau} = \frac{P}{4\alpha\ell} \qquad (5)$$

diminue, pour une structure donnée, lorsque la longueur de ligne augmente.

(B) Rendement.

Dans la formule (5) on a supposé le rendement énergétique pratiquement égal à l'unité. Le principe de conservation de l'énergie montre en effet que toute l'énergie stockée W_{st} n'a qu'une issue : la voie de sortie, puisque l'entrée de la ligne est théoriquement court-circuitée. Les deux causes de diminution de ce rendement proviennent de la constante d'atténuation α (pertes dans le conducteur : α_c et dans le diélectrique : α_d) et de la résistance de l'éclateur.

Montrons que le rendement théorique d'une ligne à faibles pertes est bien égal à 1. Reportons les formules (5) et (8) du chapitre IV, 3. A. dans (4) ; on obtient :

$$W_{st} = \frac{P}{2\alpha}(LC)^{1/2} = \frac{PC}{2\alpha}(L/C)^{1/2} = \frac{PCZ_c}{2\alpha} \qquad (6)$$

Or, on a déjà indiqué (ch. IV, 1. A - p. 87) et l'on démontrera (ch. VI, 3.B.) que : $Z(-\ell) \approx Z_c \alpha\ell$ (nombre réel dans l'hypothèse où nous nous plaçons). La puissance du générateur, qui voit à la résonance une charge réelle, s'écrit donc :

$$P = \frac{V_g^2}{2Z(-\ell)} = \frac{V_g^2}{2Z_c\alpha\ell} \qquad (7)$$

puisque, V_g désigne une amplitude crête.(C'est la puissance d'entretien du stockage). On démontrera également, dans le même chapitre, que l'amplitude de la tension ventrale V_o vaut :

$$V_o \approx V_g/\alpha\ell = rV_g , \qquad (8)$$

en posant : $r(-\ell) = r = 1/\alpha\ell$ le taux d'ondes stationnaires à l'entrée de la ligne.

Reportons (7) dans (6), puis (8) dans le résultat obtenu ; il vient :

$$W_{st} = \frac{CV_g^2}{4\alpha^2\ell} \qquad (9)$$

et

$$W_{st} = \ell C \frac{V_o^2}{4} \qquad (10)$$

Exprimons enfin l'énergie de l'impulsion W_i en fonction de ses caractéristiques, déterminées au paragraphe précédent :

$$W_i = 2\tau P_i = 2\tau \frac{(V_o/2)^2}{2Z_c} = \tau \frac{V_o^2}{4Z_c} \cdot \qquad (11)$$

En exprimant $\tau = \ell/v$ et Z_c en fonction de L et C (valeurs linéiques) dans (11), on observe bien que :

$$W_i = \ell C \frac{V_o^2}{4} = W_{st} ,$$

soit un rendement théorique égal à l'unité.

On devrait trouver, en réalité, un rendement un peu inférieur à 1. Mais la valeur de W_i résulte d'un calcul supposant α rigoureusement nul. Si l'on tenait compte de l'atténuation du signal de sortie (variable de 0 à $e^{-2\alpha\ell} \approx 1 - 2\alpha\ell$) soit, en moyenne, une baisse relative de tension de $\alpha\ell$, on introduirait dans W_i le facteur :

$$(1 - \alpha\ell)^2 \approx 1 - 2\alpha\ell$$

d'où le rendement : $\rho = 1 - 2\alpha\ell$. (12).

Ce résultat s'étend aisément à l'impulsion rectangulaire issue d'une ligne chargée électrostatiquement, au potentiel V_o . Les formules (10) et (11) sont en effet toujours valables, à un facteur 2 près. Aussi, à moins d'adopter pour le rendement énergétique une définition différente de W_i / W_{st} , nous ne voyons pas comment le résultat ci-dessus pourrait s'accorder avec celui de [Gr 3] p. 389.

(C) Surtension - avantage du stockage H.F.

On sait que le coefficient de qualité Q d'un circuit oscillant est égal à son coefficient de surtension : V_o/V_g à la résonance (en désignant par V_o la tension crête aux bornes du condensateur ou de l'inductance). Il n'en est pas de même pour la ligne à retard, comme on peut l'observer par comparaison des formules (2) et (8). Dans ce cas c'est le taux d'ondes stationnaires à l'entrée qui est égal au coefficient de surtension : V_o/V_g .

Avec les ordres de grandeurs obtenus dans le cas de la ligne en téflon à 10 MHz, longue de 1,66 m :

$\alpha \approx 2.10^{-2}$ Np/m et $v \approx 4.10^6$ m, on trouve :

$Q_{10} \approx 400$ et $r_{10} \approx 30$.

La ligne à immersion a donné : $r_{10} \approx 70$.

Dans ces conditions, on peut mesurer l'avantage du stockage H.F. sur le stockage électrostatique, en introduisant r dans la formule (9) :

$$W_{st} = \ell C r^2 \frac{V_g^2}{4}$$

Dans des lignes de même longueur et de même capacité linéique, chargées par des générateurs d'égale tension, on stocke $r^2/2$ fois plus d'énergie H.F. que d'énergie électrostatique soit, dans le cas de la ligne à immersion environ 2500 fois plus. En outre, la tension de l'impulsion recueillie sera 70 fois plus élevée.

C'est ce dernier critère qui nous importe principalement pour la production d'impulsions destinées à l'excitation des chambres à étincelles. Partant d'un oscillateur de puissance déterminée, il s'agit d'obtenir une amplitude de tension : $V_o/2$ aussi élevée que possible. La combinaison des formules (7) et (8) donne :

$$V_o^2 = \frac{2PZ_c}{\alpha \ell} \qquad (13)$$

Il est donc nécessaire d'augmenter autant qu'on le pourra l'impédance caractéristique de la ligne, tout en s'efforçant d'obtenir les pertes les plus faibles. Ce sont, naturellement, des exigences antagonistes. En effet, si l'on s'impose les rayons a et b ($a < b$) des deux cylindres coaxiaux d'une ligne à âme hélicoïdale bobinée sur le cylindre intérieur (fig. 38), on se fixe la valeur de C . Par suite, pour satisfaire à la première condition, il faut augmenter le nombre de spires par unité de longueur (L croît) mais, ce faisant, on augmente α . Au chapitre V on indiquera le compromis adopté. Il nous a conduit à des valeurs de Z_c de quelques kiloohms qui, dans le cas le plus favorable pour $\alpha \ell$ (ligne cryogénique), permettaient d'atteindre, avec l'émetteur de 5 kW, des impulsions d'environ 40 kV crête vers 10 MHz, cette tension étant augmentée à plus basse fréquence.

(D) Tension résiduelle.

Si l'arc amorcé dans l'éclateur se prolonge au-delà de la durée 2τ, l'oscillateur, quoique désadapté, continuera à débiter sur une charge égale

à Z_c , sa puissance étant multipliée par un facteur k inférieur à l'unité. Dans ce cas, l'onde progressive succédant à l'impulsion possède l'amplitude V'_o telle que :

$$kP = \frac{V_o'^2}{2Z_c} \qquad (14)$$

Le rapport des équations (14) et (13) fournit l'amplitude relative de la tension résiduelle :

$$\frac{V'_o}{V_o} = \sqrt{k\alpha\ell} \qquad (15)$$

Elle diminue avec les pertes dans la ligne, ce que l'on peut observer sur la planche X. A 5 MHz, elle est tout à fait négligeable (même pour une ligne non cryogénique) tandis qu'aux fréquences élevées elle peut atteindre 50%, avec notre éclateur à air libre ultra rudimentaire.

L'utilisation d'un éclateur auto-coupeur permettra de l'éliminer complètement, à moins de bloquer l'émetteur dès l'impulsion terminée.

(E) Temps de retard.

Le mode de stockage H.F introduit, par rapport au mode électrostatique, un retard supplémentaire dans l'éclateur, l'amorçage ne pouvant se produire que sur une crête de tension. Ce retard vaut donc en moyenne : T/4 et au maximum T/2.

Observons que l'éclateur introduit une capacité parasite supplémentaire s'ajoutant à la capacité parasite de sortie. Leur compensation s'effectue simultanément au moyen d'une ligne auxiliaire à âme hélicoïdale court-circuitée (fig. 57).

(F) Exploration continue du domaine des fréquences.

Les abscisses des points M_i du graphe de la planche V indiquent pour une ligne de longueur donnée (ligne téflon à air), les fréquences de résonance quart d'onde auxquelles on peut l'utiliser pour produire des impulsions. Toutefois, il suffit de charger l'extrêmité ouverte par une réactance donnée pour obtenir une translation bien déterminée du spectre (cf. ch. VI, 3.). Ceci se produit automatiquement avec la capacité parasite de sortie (courbe en trait interrompu). La ligne auxiliaire dont il vient d'être question (fig. 57), qui constitue une inductance variable, permet donc une exploration continue du domaine des fréquences.

On a réussi toutefois à se passer de la ligne auxiliaire en mettant à profit l'existence de la capacité parasite de sortie (associée à celle de l'éclateur). Il nous a suffi pour cela d'utiliser le mode de stockage (T) en $\lambda/2$, le premier nœud de tension se plaçant à quelques spires de la sortie, de manière que ce tronçon de ligne excédentaire constitue, avec la capacité parasite, un circuit résonnant série (fig. 33 bis , p. 108).

(5) Conclusion.

Le concept très simple, qui consiste à vider un résonateur de son énergie réactive, pour produire des impulsions, ne semble pas avoir été exploité jusqu'ici. Il intéresse tous les domaines de la physique. On se borne généralement, pour produire des régimes impulsionnels, à la modulation des régimes permanents dans lesquels l'utilisation, branchée en parasite sur le résonateur, ne reçoit que les pertes, tout en amoindrissant sa qualité et en ignorant l'énergie stockée. Ce principe de fonctionnement du régime impulsionnel est illogique.

La méthode d'application du nouveau concept : prolongement artificiel à l'infini du milieu du résonateur, recréant les conditions de propagation à partir de l'onde stationnaire, s'est avérée très simple à réaliser dans la pratique, avec un rendement presqu'égal à l'unité. Les formes d'impulsions obtenues sont très voisines de la forme théorique mais peuvent comporter une tension résiduelle, sensible seulement aux fréquences élevées. Cette queue, inexistante jusqu'à 5 ou 10 MHz , dans l'air, (ligne en stratifié ou ligne en téflon), peut être évitée, aux fréquences plus élevées, par cryogénie. L'étude d'un éclateur auto-coupeur ou d'un système de blocage de l'émetteur aboutirait au même résultat.

Parmi les multiples applications du procédé où, dans chacune d'elles, il se révèle supérieur aux autres, on peut citer (sans parler des impulsions laser) :

►(i) - Chambres à étincelles en radiofréquences. On ne connaissait que la décharge amortie ou l'incorporation de la chambre à une cavité résonnante en hyperfréquences. On peut maintenant traiter la chambre et le résonateur séparément, sans redouter les perturbations de l'une sur l'autre et en particulier augmenter la qualité de ce dernier par cryogénie en allant même jusqu'à la supraconductivité, sans avoir à immerger le milieu cham-

bre à étincelles.

(ii) - Plasmas. La discussion du chapitre III, 2. B. c. a montré la supériorité des lignes-réservoir résonnantes, à haute impédance caractéristique et à structure hélicoïdale continue, sur les lignes électrostatiques à paramètres localisés, même pour les besoins des expériences sur les plasmas. Avec une plus grande économie de moyens (puissance du générateur, simplicité de construction, un seul éclateur donc pas de dispositif de synchronisation), on obtient des impulsions mieux calibrées (faible temps de montée) couvrant, d'une façon continue, au moins trois octaves de plus dans la gamme des fréquences. Au surplus, les lignes à capacités localisées et à éclateurs multiples ne paraissent pas susceptibles d'être immergées dans l'azote liquide.

(iii) - Radar. La supériorité du nouveau procédé sur le système de modulation par la plaque d'un émetteur (ch. III, 3 - fig. 25), comparable à la modulation des magnétrons pour le Radar, est évidente. Ce dernier nécessite, en plus de notre appareillage (y compris la ligne à retard), un générateur de tension continueet un transformateur (pour lequel on a vu les difficultés de mise au point et les distorsions engendrées). Dans les conditions habituelles (générateur de 25 kV [Li 1]), on obtient une profondeur de modulation de 12,5 kV sur la plaque, correspondant à une impulsion de 5 kV crête, présentant un temps de montée supplémentaire (transformateur, lampe de puissance, câble de transmission) par rapport à l'utilisation directe en sortie de ligne. Non seulement on réalise l'économie de deux appareils mais on atteind, avec le même oscillateur, 20 kV dans l'air et 40 en immersion.

Il est donc possible d'envisager, pour produire des impulsions de Radar, le système préconisé ici, l'impédance de charge étant constituée par celle de l'antenne d'émission vue à travers le guide de transmission. Cependant le passage aux hyperfréquences peut poser des problèmes particuliers.

(iv) - Supraconductivité. Le bon fonctionnement de la ligne à immersion (ch. VII, 3) laisse espérer, avec le développement des matériaux à champ variable, la possibilité d'application de notre méthode aux lignes supraconductrices.

CHAPITRE V

CONSTRUCTION DES LIGNES-RESERVOIR RESONNANTES

(1)- Détermination a priori de la structure, de la forme et des dimensions :

Les résultats des chapitres III et IV, ayant déjà permis, par anticipation, de déterminer la structure de la ligne, seront tout d'abord coordonnées au paragraphe A). On tiendra compte, en outre, des caractéristiques de l'émetteur d'ondes courtes disponible, pour le choix de la forme. Au paragraphe B), on partira des résultats du chapitre II pour fixer les dimensions de la ligne.

On se bornera, dans 1), à la considération du milieu air, comme diélectrique de stockage, en réservant au paragraphe 2) l'étude des lignes cryogéniques et de l'influence d'un noyau magnétique en ferrite éventuel. Enfin certaines performances seront indiquées brièvement en 3), avant les résultats détaillés du chapitre VII.

(A). Structure - forme :

On a montré au chapitre III (§ 2. B. c.) que la propriété essentielle des lignes réservoir, constitutives des générateurs d'impulsions périodiques, doit être une impédance caractéristique élevée. Rappelons que le générateur d'impulsions, comportant une telle ligne, engendre, à puissance égale, indépendamment de sa structure :

- (i) - le flux magnétique le plus élevé dans l'inductance d'utilisation (plasmas) (p. 71)
- (ii) - ou la tension la plus élevée dans la capacité d'utilisation (chambre à étincelles) (p. 72 et formule 13 bis du ch. IV)
- (iii) - les pertes les plus faibles dans son éclateur de commutation (p. 71)
- (iv) - les temps de montée les plus courts (grâce au montage parallèle de la charge).

On a établi simultanément que la structure limite idéale réalisant cet-

te propriété (Z_c maximal), tout en se prêtant au stockage électromagnétique, est une structure continue de ligne hélicoïdale (à paramètres distribués, sans capacités localisées). On évite ainsi, grâce à la continuité, conformément au principe général énoncé dans la conclusion du paragraphe 2. B. c. (ch. III), les réflexions d'ondelettes et les pertes résistives inévitables au niveau des soudures d'une structure hétérogène.

Une brève discussion de la formule (13) du chapitre IV confirme ce résultat pour les lignes-réservoir résonnantes. En effet, qu'il s'agisse d'une ligne à paramètres localisés ou distribués, on a toujours :

$$Z_c \approx (L/C)^{1/2} \quad , \qquad (1)$$

avec L et C relatifs à une cellule ou à l'unité de longueur [Ra 3] p. 31 . On a, d'autre part, en première approximation :

$$\alpha \approx R/2Z_c \quad , \qquad (2)$$

en désignant par R la résistance associée à L . Les formules (1) et (2) reportées dans (13) (ch. IV) donnent :

$$V_o^2 = \frac{4 P Z_c^2}{R\ell} = \frac{4 P L}{R C \ell} \quad . \qquad (3)$$

On voit donc que, pour une inductance donnée L , comportant la résistance R , (la puissance P de l'oscillateur et la longueur ℓ de la ligne demeurant invariables), la capacité C doit être minimale. Ainsi, on atteind la structure limite idéale en supprimant toute capacité localisée, pour ne laisser subsister que la capacité parasite de l'enroulement, d'où une structure continue hélicoïdale, présentant, avec la simplicité d'exécution, l'avantage supplémentaire mentionné plus haut.

Il faut maintenant opter entre les différentes formes possibles d'une même structure : hélice enveloppée, hélice enveloppante, double hélice [Pi 1], double blindage etc... L'existence de deux sorties sur l'émetteur : sortie symétrique (600 Ω) et sortie dissymétrique (75 Ω) détermine notre choix car on doit satisfaire à la condition : $R_g \ll R_c$ (ch. IV, 1. A.). La ligne se composera donc d'un ensemble : hélice-cylindre coaxial ; ce dernier sera placé extérieurement pour constituer un blindage protecteur des couplages parasites et des pertes d'énergie par rayonnement [St 1] p. 1155. L'éventualité d'un double blindage (intérieur et extérieur), envisagée primitivement, est à reje-

ter. S'il donne en effet une meilleure réponse en impulsions, il abaisse en contrepartie, dans une large mesure, l'impédance caractéristique (cf. ch. VI, 1. C.) et comme la ligne fonctionne avec une onde pratiquement monochromatique, aucune hésitation n'est permise.

On fait généralement dépasser le blindage, aux deux extrêmités, d'une longueur égale à son rayon, ce qui rend inutile les fermetures planes perpendiculaires à l'axe, comme on l'a constaté expérimentalement et comme certains auteurs l'ont déjà remarqué, avec seulement un demi-rayon de débordement [Ma 0] p. 2100.

(B) Dimensions.

Compte tenu de la gamme de fréquences couverte par l'émetteur : 2,5 à 24 MHz, on a fixé la fréquence moyenne d'utilisation à 10 MHz. Les autres résultats du chapitre II (§ 2. D. c.) conduisent à adopter pour temps de propagation τ , d'une onde de 10 MHz, sur une longueur de ligne égale à ℓ :

$$\tau = \frac{\ell}{v} = 0,5 \ \mu s \quad , \qquad (4)$$

de manière à produire des impulsions de 1 µs. De plus, l'amplitude crête de la tension ventrale doit atteindre quelques dizaines de kilovolts :

$$V_o \approx 50 \ kV \ . \qquad (5)$$

(a) - Première approximation (formule de WINKLER).

Des expériences préliminaires avaient permis de constater que la formule de l'inductance du solénoïde blindé, donnée par WINKLER [Wi 1], fournit des valeurs acceptables, pour les lignes à faibles pertes, en radiofréquences, bien qu'elle fasse abstraction de ce dernier paramètre. On l'a employée pour déterminer, a priori, les dimensions de la ligne, après confirmation par la théorie des guides utilisant les équations de MAXWELL (cf. § b.).

→ (i) - Dimensions transversales :

La ligne est supposée sans pertes, à pas (1/N) et à épaisseur de conducteur négligeables devant le diamètre 2a du noyau (fig. 38). L'inductance linéique vaut [17] alors :

---

17) WINKLER donne, dans [Wi 1], le principe de la démonstration de la formule qui suit (6) dont on trouvera le détail, avec d'autres commentaires, dans [Ma 2] p. 12.

$$L = \mu_r \frac{4\pi^2}{10} N^2 a^2 \left(1 - \frac{a^2}{b^2}\right) \mu H/m. \qquad [Wi\ 1] \qquad (6)$$

(Certains auteurs omettent encore le terme entre parenthèses dû au blindage [Gu 2], T. 2, p. 94). D'autre part, la formule du condensateur cylindrique, supposée applicable à cette structure, donne :

$$C = \varepsilon_r \frac{10^{-3}}{18 \text{ Log } b/a} \mu F/m. \qquad [Br\ 5]\ p.\ 140 \qquad (7)$$

En remplaçant, dans (1), L et C tirées de (6) et (7) et en dérivant Z_c par rapport à la variable b/a , les autres paramètres demeurant constants, WINKLER trouve que le maximum de Z_c a lieu pour :

$$b/a \approx 2 \qquad (8)$$

tel que :

$$Z_c \approx 48\ N\ b\ /\ \sqrt{\varepsilon_r}. \qquad (9)$$

L'équation (8), qui s'écrit encore : b - a = a , permet de connaître les rayons a et b dès que l'intervalle âme-blindage a été déterminé, d'après le potentiel disruptif dans l'air. Parmi les rares données numériques concernant ce dernier, on trouve, par extrapolation à 10 MHz [Me 1] p. 375, fig. 9.1 :

≈ 4 cm pour 50 kV crête, entre plateaux, air à 1 atm - 20°C.

Cette valeur n'a été majorée que de 10 % pour des raisons d'encombrement, en sorte que les dimensions définitives adoptées sont :

$$2a = 88 \text{ mm} \qquad \text{et} \qquad 2b = 176 \text{ mm}, \qquad (10)$$

cette dernière dimension n'ayant pu être réalisée qu'avec une incertitude de l'ordre de 1 ou 2 mm (feuille de cuivre roulée et soudée) (fig. 38).

On a cru bon de réduire à zéro l'une des courbures du fil de bobinage de l'âme en regard du blindage, par utilisation de méplat (fig. 39), dans le but de limiter le claquage. Tout en se rapprochant mieux du modèle théorique, on diminue ainsi les capacités interspires. Toutefois, la fabrication de méplat n'étant pas réalisée, dans ces dimensions (1,5 à 2 mm de largeur), par étirage, on eut recours au laminage d'un fil de cuivre argenté cylindrique commercial. Cette opération pose quelques problèmes techniques (vrillage, irrégularités d'épaisseur etc...) que l'industriel ("Tréfimétaux" [T. 1]) a résolus

à notre intention, après quelques essais. La calibrage obtenu : 1400 ± 50 µ en largeur et 400 ± 20 µ en épaisseur est satisfaisant. On n'a pas demandé de recuit, l'écrouissage consécutif à l'opération facilitant le bobinage au tour.

→ (ii) - Dimensions longitudinales.

La détermination de la longueur ℓ de la ligne résulte des expressions (6) et (7), intervenant dans la vitesse de phase, dans lesquelles a et b sont remplacés par leurs valeurs numériques (10) :

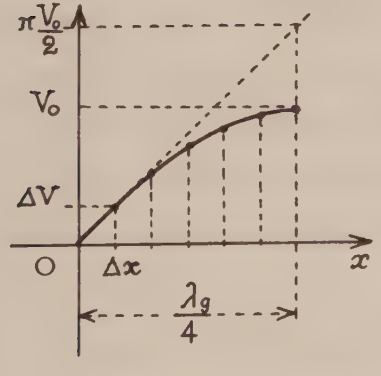
$$v = (L\,C)^{-1/2} \approx (1480/N)\,(\varepsilon_r \mu_r)^{-1/2} \text{ m/µs (ou Mm/s).} \qquad (11)$$

Reportons v dans (4) ; on obtient :

$$\ell = v\,\tau = (740/N)\,(\varepsilon_r \mu_r)^{-1/2} \text{ m.} \qquad (12)$$

Il subsiste une inconnue dans (12) : le pas 1/N de l'hélice.

Une deuxième relation entre le pas et la longueur se déduit du critère de claquage longitudinal (entre spires consécutives dont le fil n'est pas isolé afin de permettre l'évacuation de la chaleur). Tous les points de la ligne vibrant en phase (en première approximation), les tensions le long d'une génératrice, dans l'intervalle nœud-ventre, sont distribuées suivant les ordonnées d'une sinusoïde, en correspondance avec les abscisses équidistantes des $N\lambda_g/4$ spires (schéma ci-contre). L'accroissement de tension ΔV , par spire, sera majoré si l'on substitue à ce quart de sinusoïde sa tangente en O ; d'où :



$$\Delta V = \frac{\pi}{2}\, V_o / N \frac{\lambda_g}{4} = 2\pi\, V_o / N\, \lambda_g . \qquad (13)$$

En adoptant la valeur précédente du potentiel disruptif dans l'air :

$$\Delta V / \Delta x \approx 10 \text{ kV/cm},$$

on trouve, compte tenu de (5) :

$$\frac{\Delta V}{\Delta x} = N \cdot \Delta V = 100\,\pi / \lambda_g \text{ (cm)} \quad \text{d'où :} \quad \lambda_g \approx 31,5 \text{ cm.} \qquad (14)$$

En réalité les spires ne sont pas ponctuelles et ce calcul serait erroné si l'on n'adoptait comme intervalle un créneau dont la longueur du contour sera supérieure au pas 1/N ainsi déterminé. On s'explique donc le profil crénelé de la ligne qui permet en outre un bon positionnement de l'âme au bobinage.

On peut tirer ℓ de (4) et (14), sachant que la fréquence est 10 MHz : $\ell = v\tau = \lambda_g \nu\tau = 5\lambda_g$. Mais ce résultat doit être légèrement modifié puisque : $\ell = (2p + 1)\lambda_g/4$, par addition de $\lambda_g/4$ (par exemple), d'où :

$$\ell = \frac{21}{4}\lambda_g = 1660 \text{ cm.} \qquad (15)$$

En reportant (15) dans (12), on trouve $1/N$, sachant que $\mu_r = 1$ et $\mathcal{E}_r = 2,2$ pour le téflon [S. 1] mais que le volume du guide est partiellement rempli d'air :

$$\frac{1}{N} = \frac{1,66}{740}\,\mathcal{E}_r^{1/2} \text{ (m)} \quad \text{d'où} \quad 2,25 \text{ mm} < \frac{1}{N} < 3,32 \text{ mm} .$$

C'est pour satisfaire à cette double inégalité que l'on a fixé :

$$1/N = 3 \text{ mm.} \qquad (16)$$

Il restait à déterminer le rapport entre la largeur de la bande conductrice et le pas. Celui-ci doit être aussi élevé que possible afin de limiter α_c . La rigidité diélectrique du matériau constituant le noyau en fixe la limite supérieure, à condition que la profondeur de gorge soit suffisante (ce qui est réalisé avec 1,5 ou 2 mm puisque le contour du créneau correspondant est supérieur à 3 ou 4 mm donc à $1/N$). Dans le cas du téflon, le catalogue du fabricant [S. 1] indique, à 10 MHz, une rigidité diélectrique $\approx$ 5 kV/mm. Connaissant la tension inter-spires maximale tirée de (13), (14) et (16) : $\Delta V = 3$ kV, il résulte qu'un intervalle inter-spires de 1 mm présente une rigidité diélectrique suffisante.

Ainsi se trouvent déterminées dès la première approximation toutes les dimensions définitives indiquées sur la figure 38. On les retrouvera au paragraphe suivant : b). Les légères modifications intervenant pour la ligne à immersion, également utilisée dans l'air (fig. 39), seront justifiées au paragraphe 2 de ce chapitre.

ⓑ - Ligne considérée comme un guide d'ondes (équations de MAXWELL)

La propagation des ondes électromagnétiques guidées par un conducteur hélicoïdal blindé (ou non) a fait l'objet de très nombreuses études depuis plus de vingt ans, spécialement en vue de la théorie du tube à onde progressive (couplage avec un faisceau d'électrons). Parmi la très vaste bibliographie, citons en premier lieu PIERCE qui reprit, en 1947 [Pi 2], le modèle de la couche continue ("sheath helix") dû à OLLENDORF (1925). Il consiste à sup-

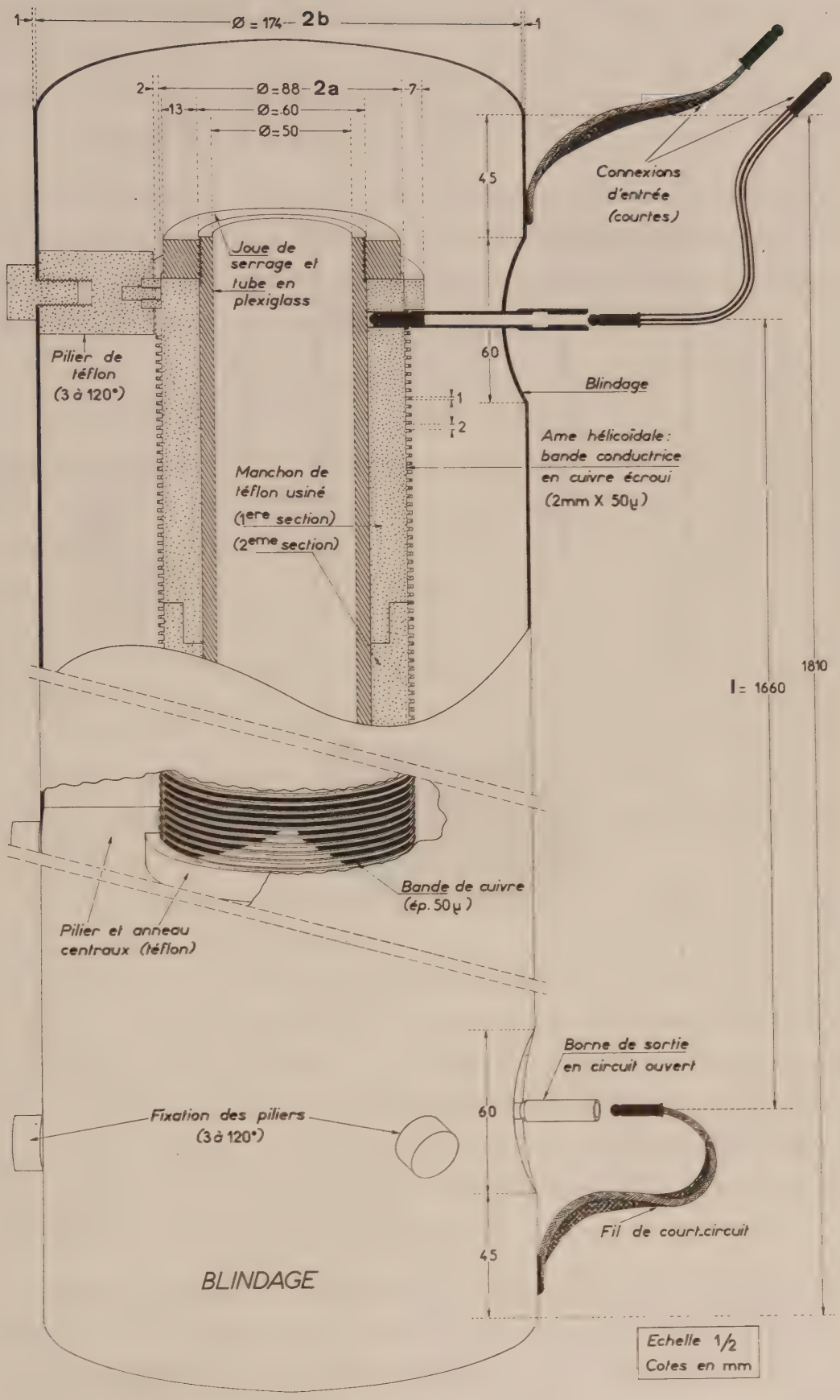

Ø = 174 — 2b
Ø = 88 — 2a
Ø = 60
Ø = 50
45
Connexions d'entrée (courtes)
Joue de serrage et tube en plexiglass
Pilier de téflon (3 à 120°)
60
Blindage
Ame hélicoïdale : bande conductrice en cuivre écroui (2mm X 50µ)
Manchon de téflon usiné
(1ère section)
(2ème section)
1810
l = 1660
Bande de cuivre (ép. 50µ)
Pilier et anneau centraux (téflon)
Borne de sortie en circuit ouvert
Fixation des piliers (3 à 120°)
60
Fil de court-circuit
45
BLINDAGE
Echelle 1/2
Cotes en mm

Figure 38.

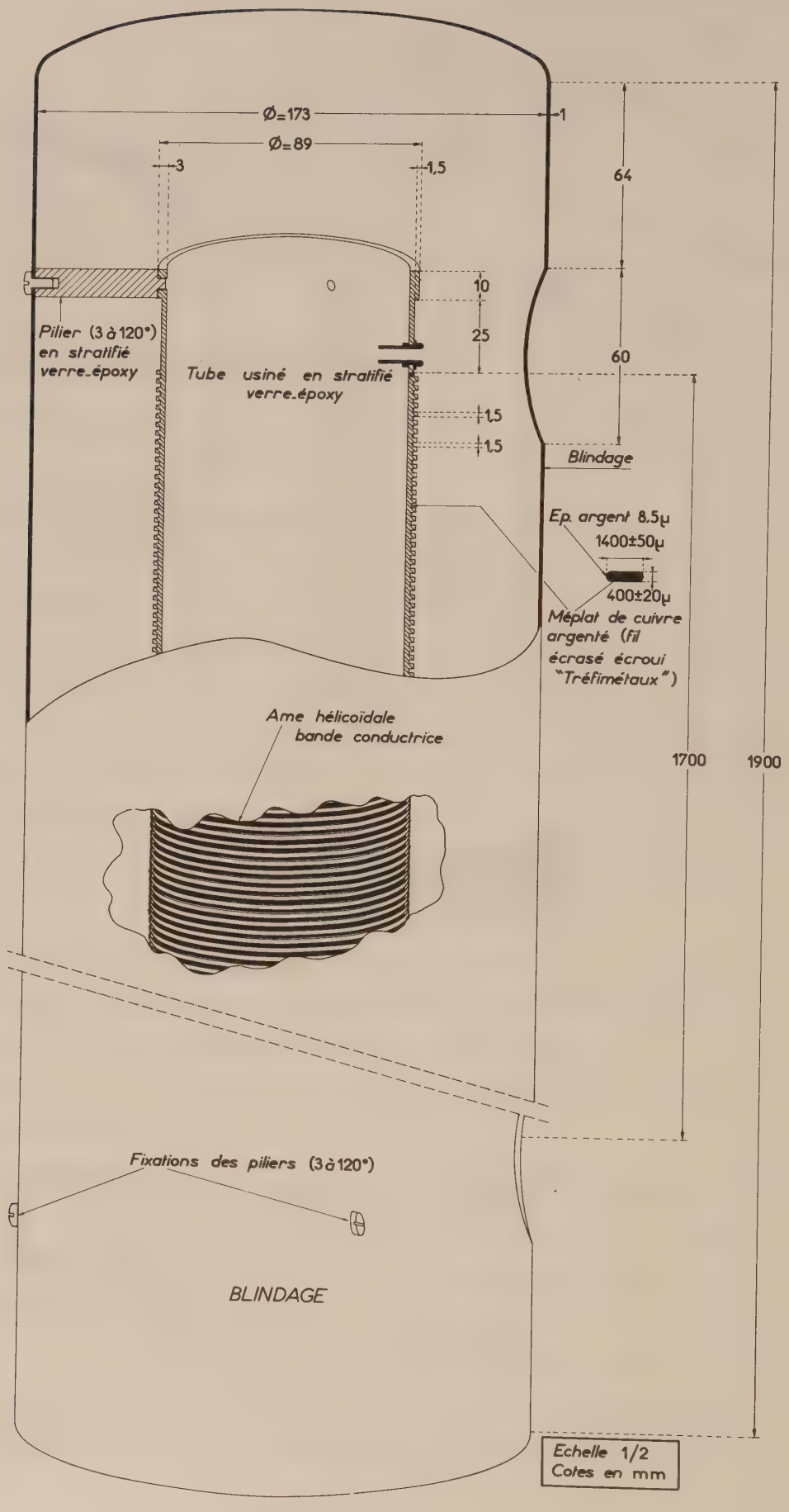

Ø=173
1
Ø=89
3
1,5
64
10
25
60
1,5
1,5
Pilier (3 à 120°) en stratifié verre-époxy
Tube usiné en stratifié verre-époxy
Blindage
Ep. argent 8,5µ
1400±50µ
400±20µ
Méplat de cuivre argenté (fil écrasé écroui "Tréfimétaux")
Ame hélicoïdale bande conductrice
1700
1900
Fixations des piliers (3 à 120°)
BLINDAGE
Echelle 1/2
Cotes en mm

Figure 39.

poser :

(i) - que la largeur de la bande conductrice est égale au pas de l'hélice,

(ii) - que cette bande est divisée en une infinité de brins conducteurs isolés les uns des autres.

Cette hypothèse, susceptible de s'énoncer en d'autres termes (hélice remplacée par une nappe cylindrique homogène à conductivité infinie dans sa direction et nulle dans la direction perpendiculaire), facilite l'expression des conditions aux limites des équations de MAXWELL.

Un modèle plus précis, tenant compte de la périodicité de structure de l'âme, introduit par SENSIPER en 1951 [Se 1], [Se 2], est celui du ruban hélicoïdal ("tape helix"). Sa résolution, utilisant le théorème de FLOQUET (applicable aux ondes se propageant sans atténuation dans un milieu superposable à lui-même par translation), a été étendue au cas d'un milieu diélectrique extérieur [Ti 1] et à celui de l'hélice blindée qui nous concerne [St 1].

Une autre approximation, supérieure à celle de la couche continue, est développée par E. ROUBINE [Ro 6]. Elle assimile l'hélice à un fil sans épaisseur mais rejoint finalement le modèle du ruban hélicoïdal (p. 272).

Toutes ces méthodes supposent, pour l'hélice blindée :

(i) - la ligne infinie dans les deux sens de l'axe (donc pas de réflexions aux extrêmités)

(ii) - un coefficient d'atténuation nul,

(iii) - un diélectrique homogène,

autant d'approximation justifiant, pour nous, l'abandon du terme correctif introduit par le modèle du ruban hélicoïdal (fonction de sa largeur [St 1] p. 1160), c'est-à-dire l'adoption du modèle le plus simple : celui de la couche continue. Cette position trouve une confirmation supplémentaire dans le fait qu'on ne sait pas encore résoudre, pour l'hélice filiforme, le problème de la réflexion par un plan conducteur perpendiculaire à l'axe et que cette recherche redonne les équations de PIERCE [Bo 2].

Notons au passage la lourdeur de ces méthodes utilisant les équations de MAXWELL, malgré les nombreuses hypothèses simplificatrices ; c'est ce qui nous a fait choisir la méthode des circuits pour l'analyse des spectres de

fréquence expérimentaux (ch. VI, 3.), plus apte à une représentation simple utilisant tous les paramètres (α en particulier).

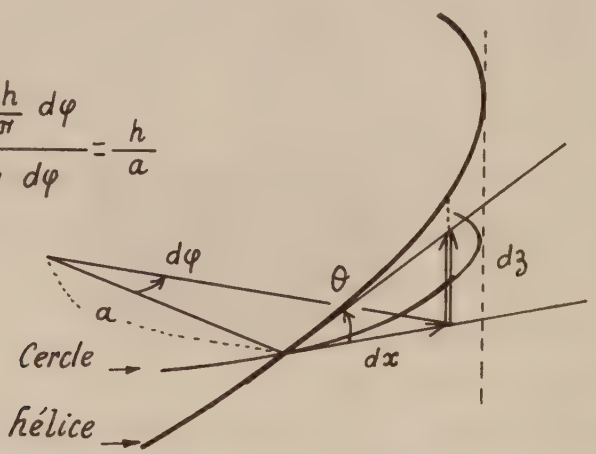
Partons de l'équation de compatibilité déduite des conditions aux limites, pour un régime permanent sinusoïdal, dans le modèle de la couche continue [Ro 6] p. 319 :

$$k^2 \cot g^2 \theta = g^2 \frac{I_o(ga)\ I_1(gb)}{I_o(gb)\ I_1(ga)} \cdot \frac{I_o(ga)\ K_o(gb) - I_o(gb)\ K_o(ga)}{I_1(ga)\ K_1(gb) - I_1(gb)\ K_1(ga)} \qquad (17)$$

Les notations sont les suivantes :

- c : vitesse de la lumière dans le vide ($= (\mathcal{E}_o \mu_o)^{-1/2} \approx 3.10^8$ m/s)
- $\mathcal{Y}_o$: impédance d'onde du vide ($= (\mu_o / \mathcal{E}_o)^{1/2} \approx 120\,\pi \approx 377\,\Omega$)
- v : vitesse de phase dans le guide
- $k = \omega / c = 2\pi / \lambda$ } coefficients de phase dans le vide
- $\beta = \omega / v = 2\pi / \lambda_g$ } et dans le guide respectivement
- $2\pi h = 1/N$: pas de l'hélice
- $\operatorname{tg} \theta = h/a$: pente de l'hélice (cf. fig. ci-dessous)
- $g^2 = \beta^2 - k^2$ (18)

$$\operatorname{tg}\theta = \frac{dz}{dx} = \frac{\frac{2\pi h}{2\pi}\, d\varphi}{a\, d\varphi} = \frac{h}{a}$$



Cette quantité, notée généralement : $-k_c^2$, définit la constante de phase k_c à la fréquence de coupure, pour les modes élevés, tels que : $v > c$. Aux fréquences qui nous concernent, $\lambda \approx 30$ m étant très supérieure aux dimensions transversales : $2b \approx 0{,}2$ m de la ligne, seules les ondes transversales (mode T. E. M) sont susceptibles de se propager. Il en résulte : $v < c$ et k_c imaginaire : le mode T. E. M ne comporte pas de fréquence de coupure, ce qui correspond bien au fait expérimental que les basses fréquences ne sont pas coupées dans notre ligne. (On n'a pas conservé la notation γ^2 dans la référence indiquée pour laisser à γ son

sens habituel de constante de propagation, égale à $\alpha + j\beta$ [Ro 7] p. 30. Pour la même raison, on a désigné par θ l'angle noté α dans cette publication).

► I_o , I_1 et K_o , K_1 sont les fonctions de BESSEL modifiées de première et de deuxième espèce, d'ordre 0 et 1 respectivement . (Elles sont tabulées [Fl 1] ou programmées en FORTRAN IV : calculatrice IBM-360-91).

La vitesse de phase v est fonction implicite des paramètres géométriques de la ligne : a, b, θ et de la fréquence $\omega / 2\pi$, dans l'équation (17), par l'intermédiaire de g (18) . Il n'est évidemment pas question de l'expliciter. Il suffit de donner une série de valeurs numériques arbitraires à g , après avoir déterminé son intervalle utile de variation. L'ordinateur tire de (17) la valeur de k^2 (donc la fréquence) correspondante. Celle-ci, reportée dans (18), conduit à v . C'est au moyen d'un tel programme qu'on a construit sur la planche VII. a. la courbe notée "théorie exacte". Elle indique, à 10 MHz une valeur de 4,2 Mm/s , ce qui, compte tenu d'un facteur tel que $(\varepsilon_r)^{-1/2}$, correspond à des ordres de grandeur de λ_g , donc de ℓ , compatibles avec les déterminations faites en a).

L'impédance caractéristique de la ligne, Z_c (qui se réduit à R_c puisque $\alpha = 0$) est fournie par l'équation [Ro 6] p. 319 :

$$R_c = \frac{\eta_o}{2\pi} \frac{\beta}{k} \frac{I_o(ga)}{I_o(gb)} \left[I_o(gb)\ K_o(ga) - I_o(ga)\ K_o(gb) \right] . \qquad (19)$$

Elle est fonction de v et de ω par β et g , c'est-à-dire des paramètres géométriques a , b , θ (ou 1/N - à l'exception de la largeur du ruban, indifférente dans cette théorie) et de la fréquence, à travers (17), (18) et (19).

Pour étudier l'influence de la géométrie sur R_c , J. MARTINEAU [Ma 3] (ex-stagiaire 3e cycle) a programmé, à mon intention, des faisceaux de courbes, déduites du groupe de relations ci-dessus, sur lesquelles on peut suivre les variations de R_c en fonction de a , pour une fréquence fixe de 10 MHz, le paramètre b/a variant de 1,1 à 3 et le paramètre 1/N prenant les trois valeurs : 2, 3 ou 4 mm . On trouve, pour toutes ces courbes, un maximum assez pointu correspondant à a voisin de 5 cm, en excellent accord avec la valeur trouvée au paragraphe précédent. C'est d'ailleurs tout à fait fortuit puisque les critères de base sont essentiellement différents.

En outre, pour $b/a = 2$ et $1/N = 3$ mm , on trouve une valeur de R_c , déduite de la théorie de la couche continue, de 2,5 kΩ à 10 MHz. On verra qu'elle s'accorde assez bien avec l'expérience.

(2)- Nature du noyau et réalisation pratique :

On pouvait envisager de bobiner un fil isolé à spires jointives sur un tube de pyrex par exemple. On a préféré bobiner un fil nu pour permettre une bonne dissipation de la chaleur (5 kW) d'autant plus qu'elle apparaît d'une manière assez localisée (ventres d'intensité). On a donc recherché un matériau usinable, présentant l'angle de pertes le plus faible avec la rigidité diélectrique la plus élevée possibles. Le choix du téflon comme support s'imposait donc, pour la ligne à air.

(A) Ligne à air.

Le téflon (polytétrafluoroéthylène) possède en effet des propriétés électriques exceptionnelles : un angle de perte inférieur à 2.10^{-4}, parmi les plus faibles connus [G. 1] . On a vu également au paragraphe précédent que sa rigidité diélectrique reste encore notable à 10 MHz, sa résistivité superficielle étant très élevée. Cependant, comme d'une part sa rigidité mécanique est insuffisante et que d'autre part il est impossible de l'extruder en une seule pièce, dans les dimensions requises :

► (i) - on emmanche à force, sur un tube de plexiglass de 5 mm d'épaisseur, six sections cylindriques de téflon épais de 15 mm, se recouvrant partiellement (fig. 38). Elles sont serrées entre elles par deux disques de plexiglass vissés sur le tube à ses extrêmités.

►(ii) - on place un support central composé, comme les deux supports extrêmes, de trois entretoises à 120°, s'ajustant dans une couronne, le tout en téflon. La présence de cette masse de diélectrique, au centre de la ligne, affecte (comme on le verra plus loin) d'une manière assez sensible ses fréquences de résonance, suivant qu'il se crée, près du centre, un nœud ou un ventre de courant.

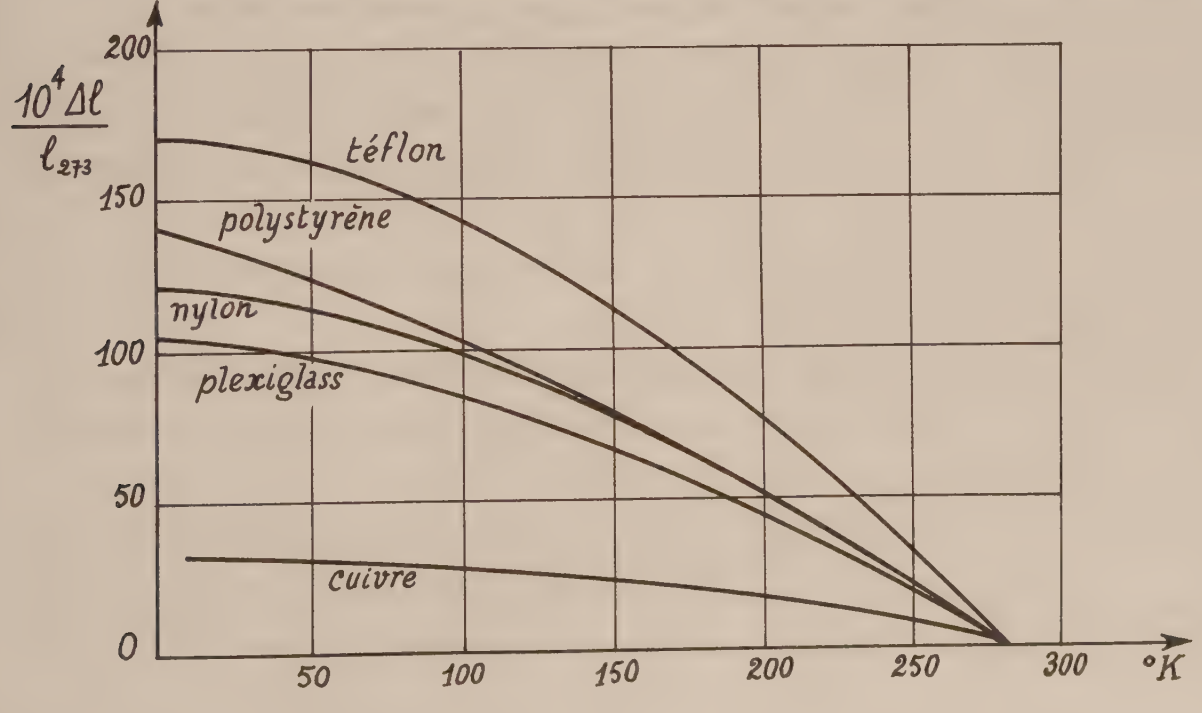
Sur le mandrin, de diamètre 92 mm, on a taillé, au tour (fig. 38 bis) une gorge hélicoïdale de 2 x 2 mm^2 au pas de 3 mm. On a ensuite bobiné, dans cette gorge, un simple ruban laminé de cuivre écroui de 2 mm de largeur sur 50 μ d'épaisseur. (On ne possédait pas encore, pour cette première

ligne, le méplat de cuivre argenté, utilisé dans la suivante, de 400 μ d'épaisseur). Les extrêmités de l'âme sont soudées sur deux douilles vissées dans le mandrin, le long d'une même génératrice.

Le blindage est constitué par une feuille de cuivre de 1 mm d'épaisseur roulée et soudée à l'autogène (sous argon). Il existe, malgré tout, de très nombreuses irrégularités le long de cette soudure, probablement responsables d'une baisse de qualité (cf. § 3). D'autre part, les auteurs ayant construit des résonateurs recommandent l'argenture (ou à défaut l'étamage [Ma 0]) de l'âme et du blindage. On a fait subir à ce dernier une argenture chimique au tampon, très sommaire, laissant subsister quelque doute sur l'état de surface résultant. L'âme, dont l'épaisseur est à la limite définie par l'effet pelliculaire à 10 MHz, n'a pas été argentée. Ces raisons s'ajoutant au fait que les dimensions ne sont pas toutes optimales expliquent peut-être la réduction d'un facteur 2,5 observée pour le coefficient de qualité à 10 MHz comparativement au maximum théorique (cf. § 3). Notons cependant qu'à cet optimum de Q correspond une impédance caractéristique de 1,3 kΩ seulement [Ma 0] p. 2101, au lieu des 3,1 kΩ mesurés sur notre ligne.

(B) Ligne cryogénique.

Le coefficient de dilatation linéaire du téflon est tellement élevé ($\approx 10^{-4}/°C$ - cf. courbes ci-dessous [Ja 1]), que la dérive observée (cf. plus loin) aux plus basses fréquences de résonance ($\approx$ 1 ou 2 MHz), due aux sim-



ples fluctuations thermiques du laboratoire, pouvait presque être suivie à l'œil. (Il est vrai que l'ensemble de détection, R-X mètre - synthétiseur, présente une très grande sensibilité). Il était donc exclu d'immerger dans l'azote liquide une telle ligne, la rétraction des manchons causant des contraintes élevées sur le tube central, un jeu très important dans le bobinage et une séparation des sections ($\approx$ 3 mm par section de 20 cm). On a toutefois réalisé ces essais, jusqu'à la rupture du tube de plexiglass, au bout de quelques cycles thermiques.

Un matériau moderne réunissant l'ensemble des propriétés requises :

- facilement usinable
- bonne résistance aux chocs thermiques
- coefficient de dilatation voisin de celui du cuivre ($\lambda_{Cu} = 17.10^{-6}/°C$)
- bonne rigidité diélectrique et mécanique (module d'élasticité $\approx 10^4$ kg/mm^2 contre 50 pour le téflon)

a été sélectionné. C'est un "stratifié" de fibres de verre agglomérées avec une résine de synthèse dite "époxy" en raison de ses fonctions "époxydes" susceptibles de réagir sur les "hydrogènes actifs" d'un durcisseur (anhydride ou amine) pour donner, par copolymérisation, un "plastique" thermodurcissable, armé. Ce stratifié est fabriqué couramment dans l'industrie [Al 4]. Il se trouve que, précisément, les dimensions géométriques demandées correspondent à celles des mandrins rectifiés et chromés, définis au micron près (démoulage), destinés à des applications militaires (tubes de "Bazooka"). Les qualités mécaniques de ces tubes sont excellentes: ils peuvent subir sans dommage, même sous faible épaisseur (1 ou 2 mm), des pressions internes de plusieurs tonnes/cm^2. Deux essais ont été réalisés par le fabricant, en vue de l'usinage d'une gorge, dont les cotes furent ramenées à 1,5 x 1,5 mm^2, au pas de 3 mm, par suite du risque de "délaminage" :

► toile de verre imprégnée, bobinée sur le mandrin et démoulée après polymérisation de la résine

► fils de verre imprégnés comportant les premières couches à pas serré (sur 2,5 mm d'épaisseur environ) et les dernières couches à pas très large, croisées (sur 1,5 mm d'épaisseur environ).

Cette dernière structure, paraissant présenter une meilleure résistance au "délaminage", a été retenue après de nombreux tests. Le terme technique de "délaminage" désigne un effet de clivage tendant à séparer le créneau

du corps du cylindre, par suite d'une amorce accidentelle à sa base. Celle-ci peut résulter, par exemple, de chocs thermiques répétés entre la température ambiante et celle de l'azote liquide, d'autant plus à craindre que le fond de gorge est bon conducteur.

Les coefficients de dilatation linéaires moyens ont fait l'objet de mesures au comparateur, après immersion dans l'azote liquide jusqu'à l'équilibre thermique et extraction rapide, sur des échantillons rectifiés. Comme on pouvait le prévoir, d'après l'anisotropie de structure, on trouve deux valeurs différentes pour le coefficient longitudinal et transversal, cependant voisines de celle relative au verre, lequel impose sa dilatation, en raison de la faible teneur en résine.

Stratifié en :	$10^6 . \lambda_{20}^{-196}$ transversal	$10^6 . \lambda_{20}^{-196}$ longitudinal	$10^6 \bar{\lambda}$ verre :	3 à 7
toile de verre	7	9,5	$10^6 \bar{\lambda}$ cuivre :	17
fils de verre	10	14	$10^6 \bar{\lambda}$ téflon :	100

Le tableau comparatif ci-dessus montre la bonne adaptation du matériau choisi à sa fonction de support cryogénique, contrairement au téflon. Par contre, la tangente de l'angle de perte est supérieure.

La cote intérieure, très précise, du tube de verre-époxy, a été imposée par le fabricant soit : 83,00 mm ; l'épaisseur approximative de 4 mm demandée a donné un diamètre extérieur brut de ≈ 91 mm, ramené à 89 mm par un premier usinage au tour. Celui-ci est assez délicat : il nécessite une vitesse lente, un angle de coupe adéquat et la fabrication préalable d'un mandrin ajusté à la cote intérieure du cylindre, pour éviter son fléchissement au centre, sous l'outil de coupe. Après passage d'une couche d'un vernis spécial [Al 4] à haute résistance superficielle destiné à éviter en même temps l'effilochage, on procède au creusement de la gorge, puis, après deux ou trois nouvelles couches de vernis dilué, sur le tour en rotation, au bobinage (lent) de méplat argenté. Toutes ces opérations ont été effectuées aux ateliers de mécanique du CEA de Saclay (fig. 38 bis p. 148).

L'extrême légèreté de ce noyau, permise par l'excellente rigidité du

Figure 38 bis.

Usinage et bobinage de la ligne en téflon aux ateliers de mécanique du CEA de SACLAY. On monte, sur le même tour, la ligne en stratifié verre-époxy. Dans les deux cas, la fabrication préalable d'un cylindre plein en duralumin, s'emboitant exactement dans la ligne, est nécessitée par la flexion sous l'outil de coupe.

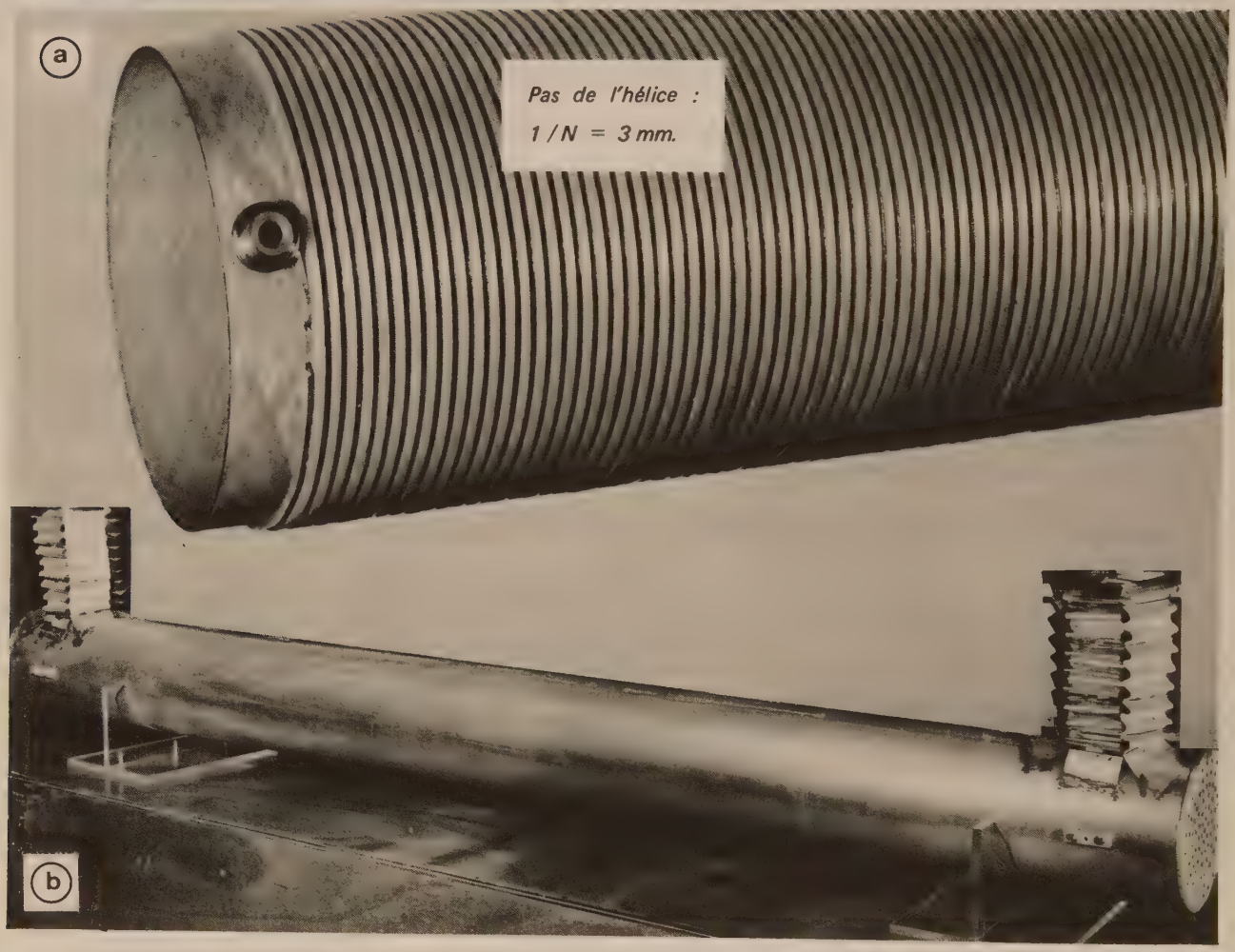


Figure 39 bis.

Ligne à immersion dans l'azote liquide :
ⓐ - âme bobinée sur cylindre de verre-époxy
ⓑ - blindage avec contacts élastiques en chrysocaleargenté
ⓒ - vue de bout de l'ensemble monté.

verre-époxy, sous faible épaisseur (3 mm dont 1,5 mm de gorge), simplifie beaucoup son montage à l'intérieur du cylindre de blindage au moyen de 6 entre-toises (3 par extrêmité), découpées dans une tige de stratifié de même nature et de diamètre 1 cm, le support central n'ayant plus lieu d'exister (fig. 39 et 39 bis).

(C) Noyau magnétique.

On pouvait envisager d'augmenter Z_c par le terme L de la formule (1), lui-même fonction de μ_r (formule (6)), en substituant au milieu air un milieu à haute perméabilité relative : ferrite. Mais l'expérience que nous avons du transformateur (ch. 3, 5 - différence de comportement pendant les mesures préliminaires à champ faible et pendant l'utilisation normale) montre que l'emploi des ferrites, très efficace dans l'électronique à bas niveau ou à polarité constante, devient délicat à grande puissance et dans le domaine de fréquences considéré, en raison de leurs caractéristiques particulières :

► (i) - permittivité apparente très élevée : $\varepsilon_r \approx 10^3$ (s'explique par l'hétérogénéité de structure, bien que ε_r relative à chaque nature de grains ne dépasse pas 10 ou 20 [Wa 1] p. 44) ; il en résulte une augmentation corrélative du terme C dans la formule (1) et, au total, aucun gain sur Z_c

► (ii) - à une perméabilité initiale μ_r élevée correspond une basse température de CURIE, au voisinage de laquelle l'influence des fluctuations thermiques, dues aux pertes diélectriques et magnétiques, devient considérable. Les glissements de fréquence consécutifs à ces fortes variations de μ_r désaccorderaient le résonateur [18]

► (iii) - les ferrites pour forte puissance (au Ni, Zn) ont des pertes diélectriques élevées [Wo 1] p. 237

► (iv) - aux pertes diélectriques et magnétiques, localisées respectivement aux ventres de champ électrique et magnétique en alternance, s'ajoutent :

- les pertes par résonance gyromagnétique intervenant spécialement vers les 10 MHz [Wa 1] fig. II, 13.
- les pertes par résonance dimensionnelle [Wa 1] p. 59 et 60, d'où une diminution du coefficient de qualité

► (v) - l'induction de saturation n'est pas très élevée d'où un fonctionnement non linéaire probable aux ventres de champ magnétique.

---

18) Il n'est pas équivalent d'accorder par exemple une cavité de klystron par déplacement d'un petit noyau de ferrite ou de remplir de ce matériau tout l'espace de la cavité.

On pourrait espérer thermostater à basse température (dans l'azote liquide, par exemple), pour éviter les glissements de fréquence, mais ce serait au prix d'une chute importante de μ_r [Wa 1] fig. II, 12.

L'exemple donné par WALDRON [Wa 1] p. 60 peut nous suggérer la construction d'un résonateur à ligne coaxiale à ferrite, très courte : $\approx$ 30 cm, (éventuellement cryogénique), à condition que la saturation ne limite pas trop la densité d'énergie $\mu_o \mu_r H^2/2$ susceptible d'être stockée dans les régions ventrales. L'étude de la propagation des ondes électromagnétiques dans les lignes coaxiales à ferrite n'est pas encore complètement résolue [Wa 1] p. 137. Il serait intéressant de tenter l'expérience, pourvu que l'on soit averti de tous les obstacles à franchir.

(3)- Performances.

(A) Tenue en tension :

Bien que les cotes de la ligne verre-époxy reproduisent simplement celles calculées pour la ligne téflon, à l'exception de l'espace interspires et de la profondeur de gorge (1,5 mm au lieu de 2 - risque de délaminage), l'expérience a confirmé la possibilité d'exploitation, dans l'air, de ces deux lignes, jusqu'à des tensions $V_o \approx$ 40 kV (soit pour des impulsions de 20 kV crête) sans qu'on n'ait jamais observé de claquage entre spires.

Les résultats mentionnés au chapitre VII confirment l'ordre de grandeur du potentiel disruptif adopté dans l'air, malgré les courbures des surfaces en regard. Le seul claquage observé, dans l'air, pour un seuil de tension d'environ 40 kV, se situait toujours au même endroit très précis : à l'origine de la première spire, comptée depuis la sortie (fig. 58). Il peut sembler paradoxal que l'étincelle de rupture n'ait pas joint des points plus rapprochés et plus anguleux tels que l'arête circulaire limitant l'orifice latéral du blindage et la tige de sortie à laquelle il livre passage. Mais il est probable que les lignes de force du champ électrique s'incurvent beaucoup au voisinage de cette discontinuité de la ligne pour adopter un parcours plus long qu'à l'intérieur du guide (fig. 58 , p. 210).

(B) Vitesse de phase - impédance caractéristique :

La planche VII. a. mentionne, à 10 MHz, une vitesse de phase dans la ligne téflon correspondant à $(\lambda_g)_{exp} = 39$ cm (au lieu de 31,5 - formule (14)).

Cette différence s'explique aisément par l'incertitude sur ε_r. On peut même déterminer un $\overline{\varepsilon}_r$ (moyen) dans le guide air-téflon (+ plexiglass d'ailleurs), en introduisant $(\lambda_g)_{exp}$ dans (11) ; on trouve :

$$\overline{\varepsilon}_r^{1/2} = 1,14 \qquad \text{et} \qquad \overline{\varepsilon}_r = 1,3 \tag{20}$$

Cette valeur, introduite dans la formule approchée de la vitesse de phase déduite des équations de MAXWELL , donne pour coefficient : $c\ \varepsilon_r^{-1/2} = 263$ Mm/s , ce qui est bien compatible avec une courbe expérimentale comprise entre deux courbes théoriques de coefficients respectifs 300 et 250 Mm/s (planche VII. a).

En particulier, à 10 MHz, la valeur théorique de 4,2 Mm (couche continue - théorie exacte) conduit à $\lambda_g \approx 37$ cm, avec $\overline{\varepsilon}_r^{1/2}$, ce qui est très voisin de la valeur expérimentale.

Les valeurs de l'impédance caractéristique espérées vers 10 MHz (≈ 3 kΩ) sont également en bon accord avec l'expérience, à l'exception d'une anomalie présentée par la ligne en stratifié [Planche VII. b.] dont on recherchera l'explication au chapitre VIII

(C) Coefficient de qualité.

Finalement, toutes nos déterminations firent abstraction de α . Cependant, la valeur expérimentale indiquée (ch. IV, 4. C.) pour le coefficient de qualité à 10 MHz ($Q_{10} = 400$) de la ligne en téflon dans l'air, pourrait sembler acceptable. Elle approche de la valeur théorique de $\approx$ 430 indiquée par SICHAK pour les petits diamètres, cependant que les résonateurs à hélice blindée de ce dernier, vers 9 MHz, ont des Q un peu inférieurs à 300 [Si 0] p. 1317. Les auteurs s'accordent pour indiquer que l'optimum de Q se produit précisément au voisinage de $b/a = 2$ [Ma 0] p. 2102 et [Si 0] p. 1317, condition qui, par hasard, coïncide avec celle du maximum de R_c . Toutefois, on doit supposer que les autres paramètres géométriques (pas de l'hélice et diamètre du fil - la longueur ℓ n'intervenant pas dans l'expression de Q) ne correspondent pas aux valeurs optimales, pour lesquelles le maximum théorique à 10 MHz est $\approx$ 1000 (selon [Ma 0]). Il faut probablement aussi incriminer l'état de surface et la présence du support diélectrique . MACALPINE [Ma 0] p. 2101 indique en effet que le blindage ne doit pas pos-

séder de soudure suivant une génératrice, recommandation qui ne fut pas observée. On peut donc espérer augmenter Q en remplaçant l'âme et le blindage actuels de la ligne en téflon.

Les performances, à 5 MHz, semblent plus proches des prévisions théoriques, indiquant un Q optimal de 700 [Ma 0], alors que l'on trouve, à cette fréquence, 550 et 664 pour la ligne en stratifié et la ligne en téflon respectivement.

En conclusion, jusqu'à 5 MHz, dans l'air, la ligne verre-époxy peut avantageusement remplacer la ligne téflon, en produisant, comme elle, des impulsions allant jusqu'à 20 kV crête au moyen de l'oscillateur de 5 kW. A plus haute fréquence, les performances des deux lignes seraient susceptibles d'amélioration par une construction plus soignée du blindage. En particulier, on pourrait étudier un blindage argenté poli, constituant en même temps la paroi interne d'un cryostat. Le gain actuel de 2,5 sur la tension, dû à l'immersion, serait probablement augmenté.

CHAPITRE VI

MESURE DES CARACTERISTIQUES DES LIGNES CONSTRUITES : EXPLORATION COMPLETE ET ANALYSE DES SPECTRES EXPERIMENTAUX APPLICATIONS : NOUVELLES METHODES DE MESURE.

Faire résonner une ligne à haute impédance sur un oscillateur de puissance représente une opération assez délicate. Elle nécessite une connaissance très précise des lignes, pour laquelle on a dû explorer la partie inconnue du spectre et créer de nouvelles méthodes de mesure.

La meilleure confirmation de la cohérence des mesures à bas niveau, exposées dans ce chapitre, apparaîtra au paragraphe 6. B., lors de la vérification précise des relations de dispersion (ou de KRAMERS - KRONIG), sur quatorze modes de résonance consécutifs. Mais une preuve encore plus tangible est celle apportée par l'expérimentation à haut niveau décrite au chapitre suivant : le claquage intérieur à la ligne, au point prévu pour un taux d'ondes stationnaires maximal (fig. 58) atteste bien du "débordement" d'énergie d'une ligne convenablement chargée en H. F.

(1)- Méthodes par impulsions : (Pour mémoire).

Au cours des premières mesures effectuées sur les lignes construites, on a utilisé, selon la pratique courante, des impulsions. Ces méthodes, qui supposent la ligne parfaite : non dispersive et sans effet de bords, ne sont que très approximatives ; elles n'auraient jamais permis de faire fonctionner la ligne en résonateur. Citons les pour mémoire.

(A) Charge et décharge en continu :

La figure 40 montre le créneau obtenu (5 V/div et 0,2 µs/div) en déchargeant la ligne, chargée électrostatiquement (pile de 30 V), par l'intermédiaire d'un basculeur à mercure, dans un petit potentiomètre (à faible réactance parasite), ajusté de telle manière que la deuxième crête, résultant du

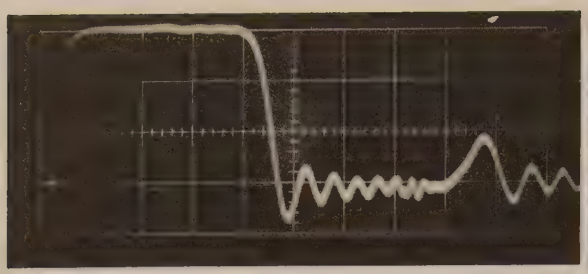


Figure 40.

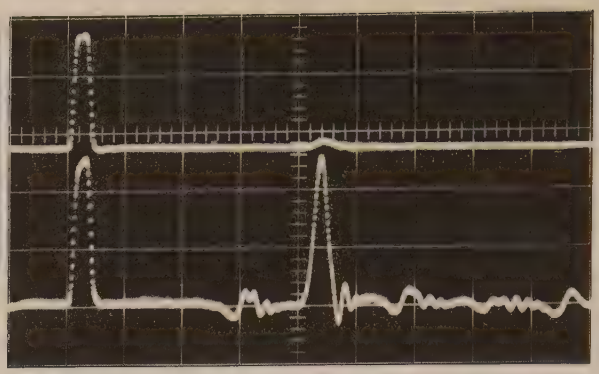


Figure 41.

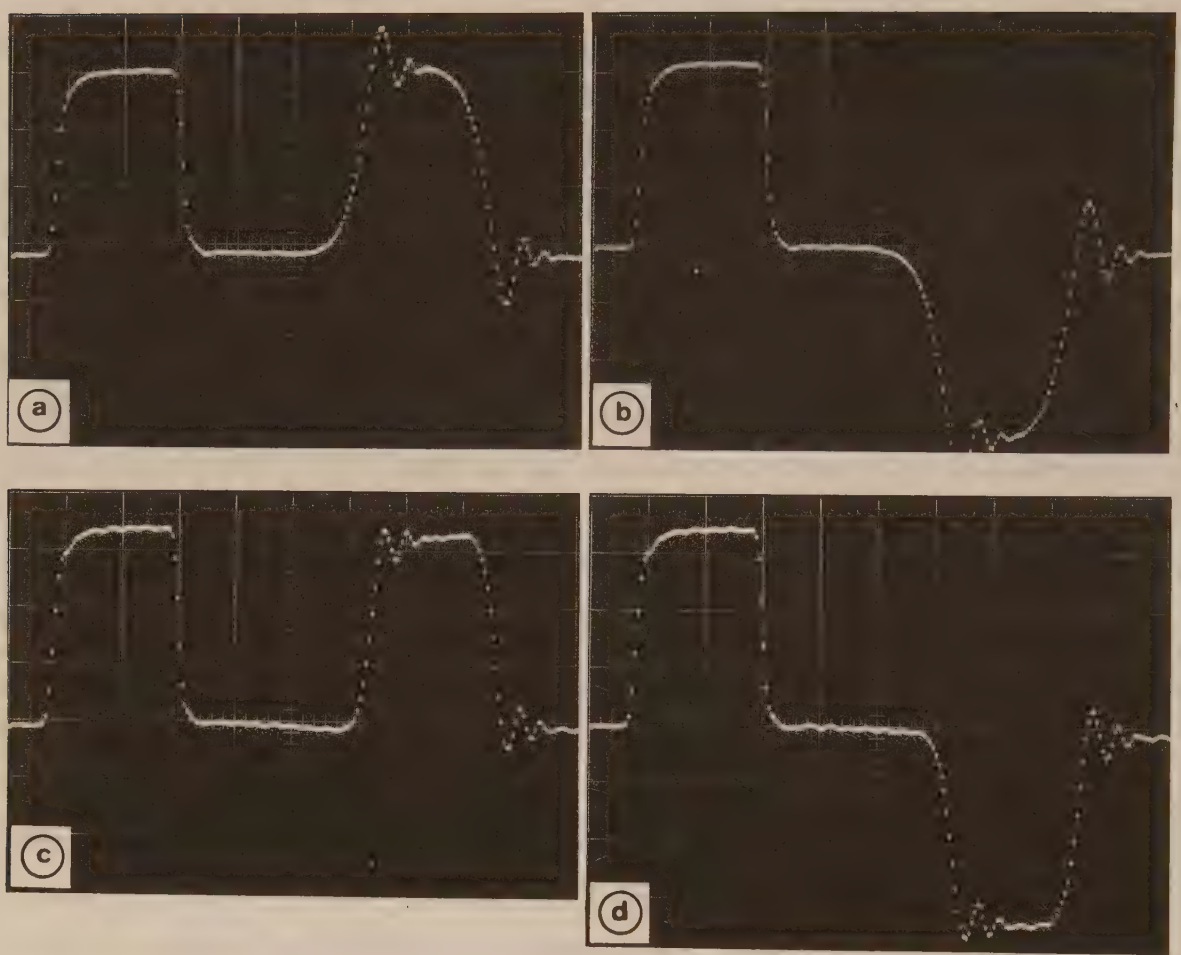


Figure 42.

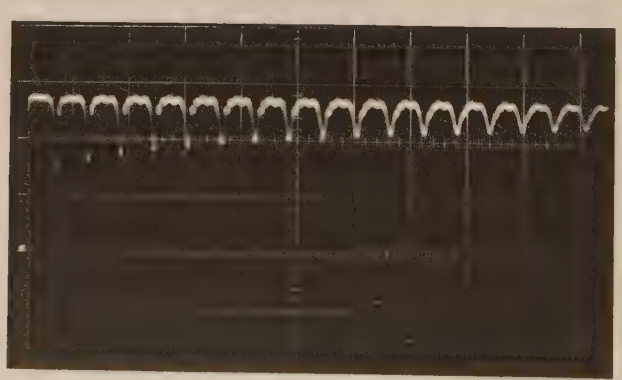


Figure 43.

défaut d'adaptation, soit minimale. Les temps de montée et de descente de l'impulsion, qui dépendent de la vitesse de fermeture de l'interrupteur, du pouvoir dispersif de la ligne et des réactances parasites des extrêmités, représentent une proportion notable de la durée du signal. Suivant que l'on considère la largeur du plateau ou la distance des crêtes relatives au deuxième écho, les durées diffèrent de 25 %. On obtient ainsi une valeur approximative du retard ($2\tau \approx 0,7$ à $0,9$ µs) sans rapport avec la fréquence et sans aucun renseignement sur la constante d'atténuation.

Toutefois, pour la détermination de cette constante, on peut tirer parti d'un écho (comparable à celui observé sur la figure 40), en suivant ses réflexions successives sur les deux extrêmités ouvertes de la ligne, comme l'indique le paragraphe suivant.

(B) Echos.

Cette méthode est décrite par P. GRIVET [Gr 3] p. 420, mais une simplification intéressante lui a été apportée, réalisant l'économie du générateur d'impulsions. On a pu observer, en effet, que la ligne, ouverte à une extrêmité et court-circuitée à l'autre, au moyen d'un basculeur à mercure, est le siège d'un ébranlement qui se propage et se réfléchit successivement, sans changement de signe, sur les deux extrêmités ouvertes. La sonde de l'oscilloscope étant reliée à l'une d'elles, on enregistre le signal de la figure 43.

En redécouvrant cette méthode sous la forme simplifiée indiquée, on s'est tout d'abord demandé quelle était l'origine de l'ébranlement initial. Mais le souvenir d'une expérience élémentaire illustrant le principe de conservation de l'électricité [19] n'a pas tardé à nous en fournir l'explication : le frottement du mercure sur le verre de l'ampoule du basculeur produit, en même temps que l'ouverture du circuit isolant l'âme de la ligne, une décharge électrostatique.

L'intervalle de deux pics consécutifs serait égal au double du temps de propagation de l'ébranlement dans la ligne, si les réactances parasites de ses extrêmités, dont l'influence est loin d'être négligeable, comme on le ver-

---

19) Tige d'ébonite plongée dans une éprouvette de mercure, posée sur un bloc de paraffine, en liaison électrique avec un électroscope : le retrait de la tige fait diverger les feuilles de l'électroscope.

ra au paragraphe 2, ne modifiaient sa longueur électrique. De même, le rapport des amplitudes de deux pics consécutifs, ou séparés par p pics intermédiaires, aurait pour valeur : $e^{-2\alpha\ell}$ ou $e^{-2(p+1)\alpha\ell}$, respectivement, en supposant la réflexion totale, ce que l'on peut admettre, plus valablement, dans notre structure où le rayonnement des extrêmités n'est pas très important.

(C.) Générateur d'impulsions.

La méthode du générateur d'impulsions (fines ou larges) est illustrée par les enregistrements expérimentaux des figures 41 et 42. On a comparé les résultats obtenus suivant que l'extrêmité de sortie est ouverte (a) et c) : réflexion sans changement de signe) ou court-circuitée (b) et d) : réflexion avec changement de signe). Le groupe des clichés a) et b) correspond à une structure hélicoïdale à simple blindage enveloppant, tandis que celui des clichés c) et d) à un double blindage enveloppé par l'hélice et enveloppant celle-ci. On observe, dans ce dernier cas, une meilleure réponse en impulsions (atténuation des crêtes parasites et meilleure restitution du plateau). Cependant, comme on est concerné, à chaque expérience, par une fréquence de résonance unique, le caractère plus ou moins dispersif de la ligne nous importe peu, à moins que le coefficient d'atténuation s'en trouve affecté dans une proportion notable. Toutefois, ayant observé que l'impédance caractéristique était réduite de moitié, on n'a pas poussé plus avant les investigations expérimentales sur la ligne à double blindage, en laissant le soin à J. MARTINEAU d'en effectuer l'étude théorique à partir du modèle de la couche continue [Ma 3] p. 14.

(2)- Mesures en onde monochromatique : (Base de notre étude).

(A.) Montage expérimental :

Notre permier montage expérimental était celui de la figure 46, sans synthétiseur. Il utilisait un appareil fondamental pour toutes nos mesures ultérieures : le RX-mètre BOONTON (fig. 44) [He 2]. Ce dernier se compose d'un oscillateur incorporé, délivrant un signal de fréquence comprise entre 0,5 et 250 MHz, sur une diagonale d'un pont H. F, de SCHERING, (tout à fait comparable au pont de WHEATSTONE, du point de vue structure et équation d'équilibre). Les bornes de l'autre diagonale sont reliées à un détecteur hétérodyne, dont les battements, avec le signal d'entrée, à 100 kHz, passent dans un amplificateur sélectif à grand gain et finalement dans le "Null Indicator" (fig. 44), permettant d'apprécier le niveau zéro à la sortie du pont.

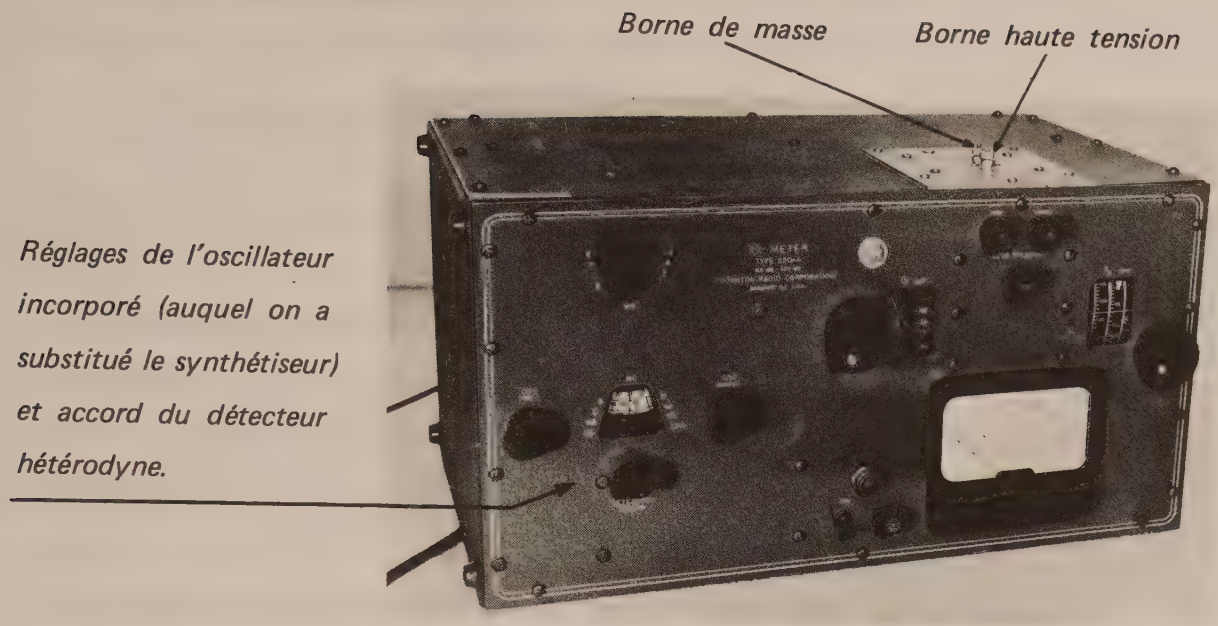


Figure 44.

Figure 45 : Synthétiseur de fréquences.

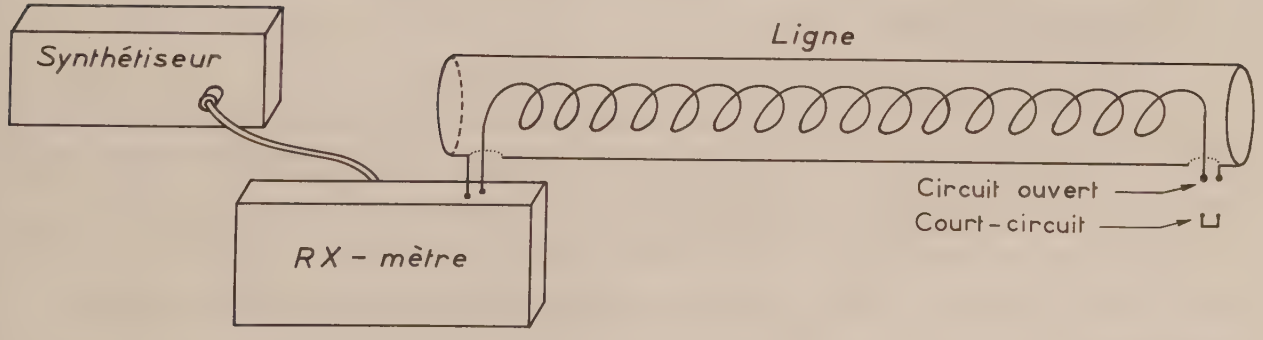


Figure 46 : Schéma du montage expérimental.

L'appareil fournit les deux composantes parallèles, réelle, R_p et imaginaire, C_p, d'une impédance inconnue Z, telle que :

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{R_p} + j\, C_p\, \omega \quad ,$$

connectée sur un bras du pont par les deux bornes vissées sur la face supérieure (fig. 44).

A cet égard, la dénomination de RX-mètre, laissant supposer la lecture des valeurs série : R_s et X_s, telles que : $Z = R_s + j\, X_s$, selon la notation habituelle, est impropre. L'instrument ne donne pas davantage les deux composantes homogènes de l'admittance : $Y = G + j\, B$, que l'on doit calculer par les relations : $G = 1/R_p$ et $B = C_p \omega$.

Il n'en reste pas moins que ces grandeurs sont très commodes à manipuler physiquement et que l'appareil, pourtant très ancien, a subi très peu de modifications dans sa version actuelle [He 2] (Technical Data : 1. 2. 1968) car ses performances sont tout à fait remarquables, en comparaison des autres ponts de mesure que nous avons essayés. Il réunit en effet les qualités suivantes :

- complet : générateur et détecteur incorporé - deux bornes fixes de mesure (sortie coaxiale adaptable)
- incertitude absolue de lecture de la capacité C_p (= sensibilité) : 5.10^{-2} pF tout au long de l'échelle linéaire (de + 20 à - 100 pF).
- possibilité d'extension de cette échelle au moyen d'inductances à air que l'on bobine soi-même ou de capacités connues, suivant les cas.
- incertitude relative sur la résistance $R_p \approx 3\ \%$ tout au long de l'échelle
- étendue considérable de l'échelle des résistances : de quelques ohms à 100 k Ω avec possibilité d'interpolation entre 100 k Ω et l'infini et d'extension de 0 à 15 Ω.

Le seul inconvénient, inhérent à tous les appareils de ce type, est la lenteur des mesures : accord du détecteur et tarage du zéro, avant chaque mesure, lorsqu'on explore une certaine gamme de fréquences, puis recherche d'un minimum fonction de deux paramètres. On a là une idée du temps passé à cette étude, sachant qu'elle a nécessité, au total, plus de deux mille points de mesure.

La longueur des connexions d'entrée et de sortie a été réduite au maximum afin de limiter les capacités parasites.

Ⓑ. Premiers résultats.

Deux mesures, l'une en court-circuit, l'autre en circuit ouvert (fig. 46), suffisent à déterminer, en principe, les caractéristiques d'une ligne à retard, à une fréquence donnée [Sa 6] :

impédance caractéristique : Z_c , telle que : $\frac{1}{Z_c} = \frac{1}{R_c} + j\, C_c \omega = G_c + j\, C_c \omega$

et constante de propagation : γ , telle que : $\gamma = \alpha + j\,\beta$, $(\beta = \frac{\omega}{v})$.

Aux fréquences de résonance, que nous recherchons d'ailleurs, les formules de l'impédance d'entrée se simplifient (cf. ch. VI, 3. B. b.) , plus particulièrement dans le cas d'une ligne à faibles pertes (α petit, ce qui entraîne : $C_c\omega$ / G_c petit), permettant ainsi un calcul rapide des caractéristiques.

ⓐ - Recherche des résonances.

Il a paru nécessaire de construire la portion du spectre de la composante imaginaire voisine de l'axe des abscisses (fig. 47) car, ainsi qu'on va l'établir, aux fréquences de résonance, la réactance d'entrée d'une ligne à faibles pertes, en court-circuit et en circuit ouvert peut être considérée comme nulle, pourvu que l'incertitude relative tolérée sur la fréquence soit supérieure à 10^{-6}, avec nos données numériques (cf. § 3. B. c.).

En faisant abstraction, pour l'instant, des branches du spectre pratiquement verticales, ayant tout d'abord échappé à l'expérimentation [Ma 3] fig. 28, les courbes de la figure 47, tout comme celles de la figure 48. c. (extraites de la littérature [Ma 5]), semblent présenter plusieurs anomalies par rapport au spectre théorique d'une ligne sans pertes [Le 2] p. 327 :

(i) - points d'inflexion hors de l'axe des abscisses

(ii) - courbes en circuit ouvert non équidistantes de celles en court-circuit.

Il était donc indiqué de considérer avec réserve les valeurs ν_1 , ν_2 et ν_3 , censées représenter des fréquences de résonance, bien qu'il s'agisse d'un spectre réel, a priori différent de celui où $\alpha = 0$. Nous allons voir qu'en effet, ces intersections avec l'axe sont complètement aberrantes.

ⓑ - Apparition des capacités parasites.

L'extension du spectre de la figure 47 (planche IV), dans un large domaine de fréquences et sur toute la gamme de capacités permise par le RX-

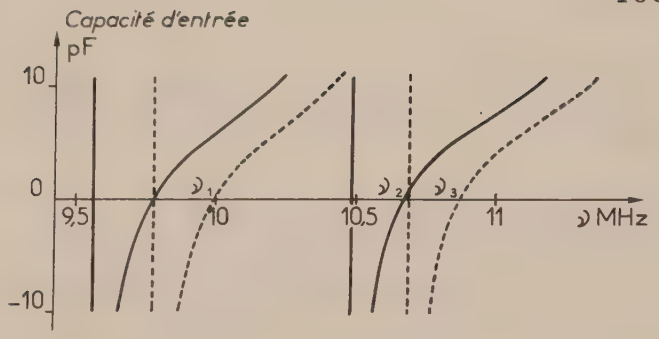


Figure 47 : trait plein : mesures en court-circuit
trait interrompu : mesures en circuit ouvert.

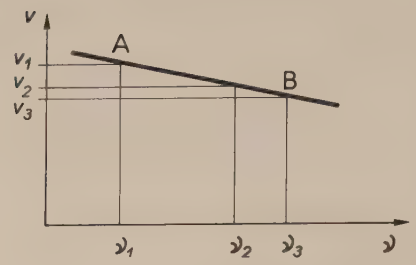


Figure 48.

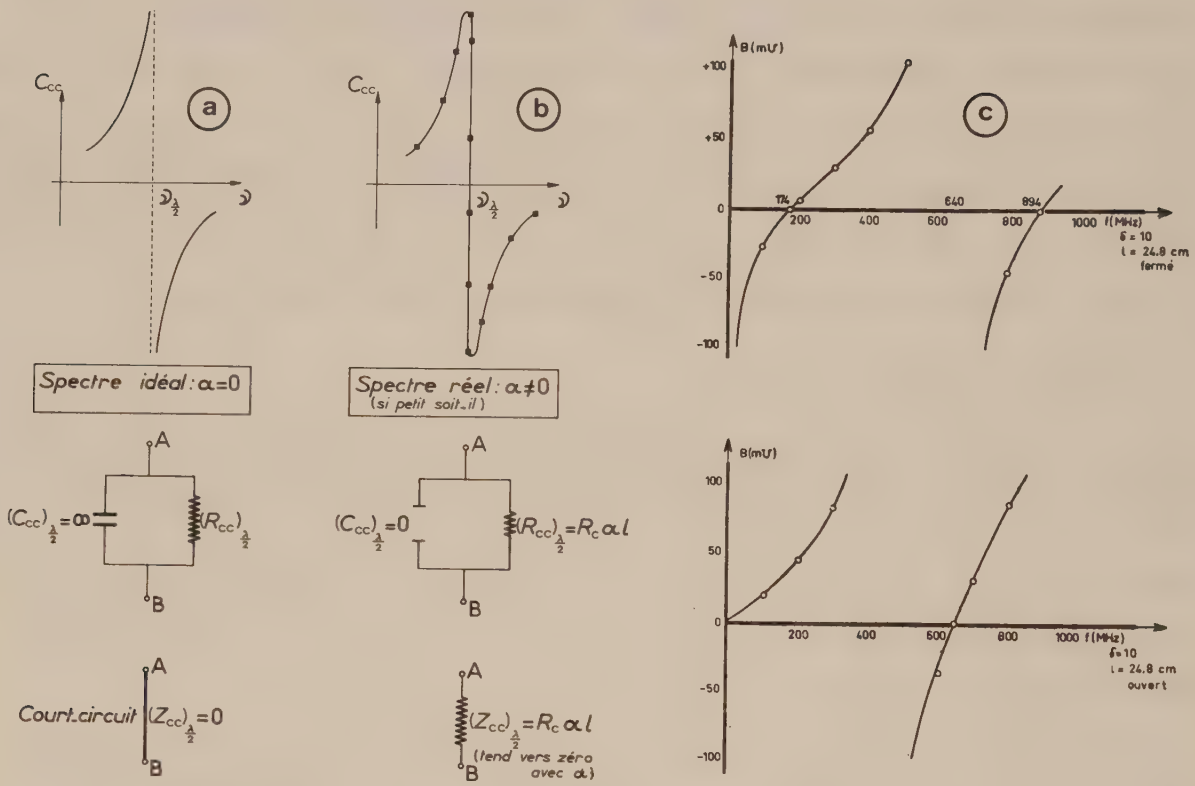


Figure 49 : "Matérialisation" de l'asymptote ⓐ → ⓑ . Les courbes ⓒ extraites de la littérature [Ma 5] montrent cette région du spectre encore inexplorée, la moitié des résonances échappant à l'expérimentateur. On y observe également le décalage du point d'inflexion au-dessus de l'axe (capacité parasite d'entrée).

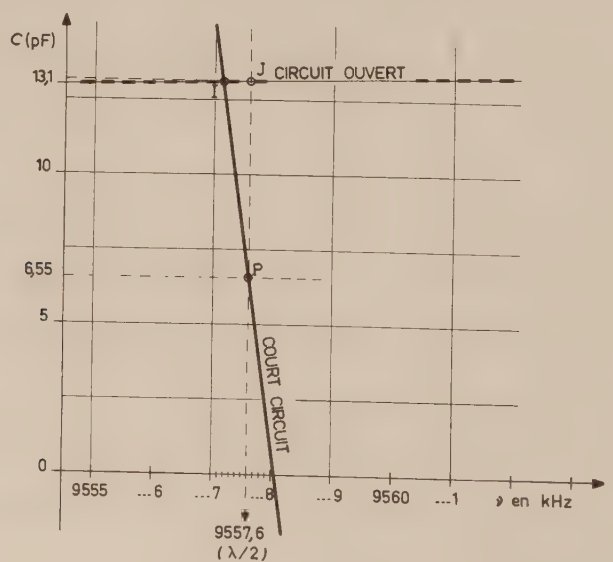


Figure 50 : Dilatation des abscisses.

mètre (sans inductance auxiliaire), a révélé la cause des anomalies apparentes observées.

►(i) - Capacité parasite d'entrée.

Il suffisait de remarquer que le lieu géométrique des points d'inflexion expérimentaux : M_2 , M_3 ... M_8 est une droite parallèle à l'axe des abscisses pour inférer l'existence d'une capacité parasite d'entrée $(C_p)_e$, responsable d'une translation des spectres, parallèlement à Oy , d'amplitude : $(C_p)_e = 6,7$ pF. (L'indice "p" indique qu'il s'agit à la fois d'un terme "parasite" et d'une valeur "parallèle", s'additionnant purement et simplement à la capacité d'entrée, à chaque mesure. On l'omettra par la suite pour alléger la notation).

Il restait à démontrer que, pour une ligne à faibles pertes, les points d'inflexion sont confondus, à l'échelle du graphique, avec les points représentatifs des résonances, eux-mêmes confondus avec les points d'ordonnée nulle, ce que nous ferons au paragraphe 3.

On a recherché également une confirmation expérimentale en mesurant au RX-mètre la capacité de la connexion d'entrée, débranchée, mais maintenue à 1 cm de la douille limitant l'hélice. On trouve une valeur constante de 3,5 pF. Une deuxième expérience, avec un anneau glissé sur le cylindre central en regard de l'hélice et relié à la tige de sortie, a donné une valeur variable, comprise entre 3,6 et 15 pF, suivant la fréquence et le couplage avec l'hélice. Lorsque cette dernière est éloignée suffisamment, l'anneau inclus dans le blindage présente une capacité de 7 pF, indépendante de la fréquence.

►(ii) - Capacité parasite de sortie.

La ligne étant symétrique, on s'attendait à trouver une capacité parasite de sortie C_s égale à la précédente, C_e . Elle apparut en effet après construction très approximative des branches quasi-verticales du spectre (planche IV), "matérialisation " de l'asymptote du spectre idéal, analysée plus loin. Celles-ci furent décelées, avec le RX-mètre seul, au prix d'une attention particulière, par un seul point, très fugitif, placé arbitrairement en P_i , l'aiguille du détecteur de zéro devenant "folle" au voisinage de la résonance demi-onde, en court-circuit (fig. 33. b.). L'instabilité de fréquence de l'oscillateur incorporé au RX-mètre étant responsable de ces difficultés, on lui a

substitué, par la suite, un synthétiseur de fréquence (cf. § C).

Cependant il était déjà possible de constater, sur la planche IV, l'alignement des intersections I_1 , I_2 ... I_8 des branches verticales du spectre en court-circuit avec celui en circuit ouvert, sur une parallèle à 0ν d'ordonnée $2\ C_e$. Cette propriété s'interprète par l'équivalence d'une ligne demi-onde parfaite avec un transformateur de rapport 1 : la capacité de sortie C_s de la ligne ouverte, ramenée à l'entrée, où elle s'ajoute à C_e , donne bien : $C_s + C_e = 2\ C_e$ dans le cas où $C_s = C_e$. Ce résultat sera démontré, dans le cas d'une ligne à faibles pertes (§ 3), et étendu aux intersections K_2 , K_3 ... K_7 dont on justifiera la position sur l'axe (différence : $C_e - C_s = 0$).

Malgré l'imprécision sur les fréquences, l'hypothèse d'une capacité parasite d'entrée rétablit approximativement l'équidistance des points quart d'onde (M_i) vis à vis des deux points demi-onde : P_{i-1} et P_i qui l'encadrent. On a mis en évidence, sur la planche IV, l'erreur systématique grossière que l'on commet en adoptant pour fréquences de résonance les abscisses des points K_i au lieu de celles des points M_i . Toutefois, une incohérence apparente subsiste sur ce graphique : les branches verticales en trait interrompu ne passent pas par les M_i et les points d'inflexion de ces mêmes courbes ne coïncident pas avec les P_i . Si l'on fait tendre C_s vers zéro, en supposant que la forme du spectre pointillé n'en sera pas affectée, mais qu'il subira seulement une translation parallèle à 0ν , les I_i tendront vers les P_i et vers les points d'inflexion tandis que les branches verticales arriveront à passer par les M_i. L'aspect du spectre idéal sera finalement restitué.

En résumé, C_e engendre une translation verticale (positive) des deux spectres, C_s une translation horizontale (négative) du spectre en circuit ouvert, seul, puisqu'une capacité quelconque, en parallèle sur un court-circuit, ne saurait influencer d'aucune manière le résultat. Toutes ces propriétés sont démontrées, au paragraphe suivant, dans l'hypothèse où α est petit et vérifiées d'une façon rigoureuse sur des spectres plus précis. Il importe de remarquer, en conclusion, que seul le spectre en court-circuit est susceptible de nous renseigner immédiatement sur les fréquences de résonance, celui en circuit ouvert ne pouvant le faire qu'indirectement, après détermination de C_s .

C. Construction précise des spectres.

La difficulté rencontrée pour le tracé des portions de spectre à pente

abrupte a été circonvenue par la substitution, à l'oscillateur du RX-mètre, d'un synthétiseur de fréquences (fig. 45 et 46). Il délivre, sur le pont du RX-mètre, une tension sinusoïdale ($\approx$ du volt) dont on peut fixer la fréquence, par bonds de 1 Hz, entre 300 Hz et 31 MHz. Par distorsion, mélange et filtrage, cet appareil synthétise, à partir d'une fréquence fondamentale de 1 MHz produite par un quartz thermostaté, toutes les autres, par valeurs discrètes. Un oscillateur d'interpolation permet une variation continue entre deux valeurs discrètes, à 5.10^{-2} Hz près, mais les besoins de nos mesures, dans l'air, n'ont pas nécessité son utilisation. En immersion, d'autres fluctuations l'ont rendu également inutile.

La stabilité de fréquence, meilleure que 5.10^{-9} au bout de quelques heures de chauffage, a permis des mesures extrêmement fines, tout le système de détection hétérodyne du RX-mètre demeurant valable. On s'est attaché, tout d'abord à réaliser le raccordement entre les parties abruptes et celles à pente peu élevée d'un même spectre, par l'intermédiaire d'extrêmums très aigus dont les coordonnées furent déterminées avec une précision que la représentation graphique des planches V et VI ne peut restituer. Celles-ci concernent des résultats expérimentaux relatifs à la ligne en téflon : capacité d'entrée C_p et résistance d'entrée R_p en fonction de la fréquence. La première a été tracée à la main, la seconde par une table traçante BENSON associée à la calculatrice IBM-360-91 de SACLAY. C'est PHAM TAT DAT (ex-stagiaire 3e cycle) qui exécuta (très consciencieusement) ce programme, ainsi que la plupart des suivants, à partir des 522 valeurs qu'on lui a fournies.

On a utilisé la possibilité d'extension du champ du RX-mètre, au-delà de 20 pF, au moyen d'inductances parallèles auxiliaires, très simples à réaliser soi-même. Ces dernières présentent des résistances parallèles très élevées mais on doit parfois en tenir compte lorsque R_p s'élève elle-même beaucoup.

Finalement l'expérience a permis de "matérialiser" l'asymptote du spectre idéal et d'en mesurer la pente avec précision. On obtient une très bonne linéarité, dans la zone voisine de l'axe, attestant qu'il s'agit bien là d'une tangente d'inflexion. Par exemple les onze points de la courbe en trait plein (fig. 50), d'abscisses comprises entre 9557 et 9558 kHz sont alignés à la précision des mesures et cette propriété se maintient dans l'intervalle 9556 -

9559 kHz, au moins. La pente correspondante vaut - 14 pF/kHz. Elle varie beaucoup avec le mode de résonance ; comparons cette valeur moyenne aux valeurs extrêmes explorées :

fréquence : ν (MHz)	mode : $p\,(\ell = p\frac{\lambda}{2} = p\frac{v}{2\nu})$	pente : $d\,C_p/d\nu$ (pF/kHz)
2,654 515	2	- 600
9,557 6	8	- 14
19,079	20	- 0,8

On s'attend à ce que cette pente reflète les variations de α et que sa valeur absolue tende vers l'infini lorsque α tend vers zéro, la courbe redonnant l'asymptote. On montrera effectivement (cf. § 6) l'existence d'une telle relation, mais non linéaire : $d\,C_p/d\,\nu$, inversement proportionnel à α^2 , varie beaucoup plus vite que α.

(D.) Dérive.

L'incertitude de lecture de la capacité étant inférieure à 0,1 pF, le tableau ci-dessus indique que l'on peut déceler, pour le mode p = 2, une variation de fréquence inférieure à 1 Hz. C'est pour cette raison qu'on a déterminé la fréquence de résonance correspondante avec 7 chiffres significatifs. En réalité, cette précision est rendue illusoire, dans l'air, par les fluctuations thermiques du laboratoire, à moins de le thermostater. Même à l'échelle de la figure 50, où la plus petite division vaut 100 Hz, on doit effectuer rapidement la série de mesures pour obtenir une courbe convenable.

Des relevés effectués le même jour, à intervalles d'une heure, après modification initiale des conditions de ventilation de la pièce, accusaient une dérive régulière atteignant 1,5 kHz en 6 heures. L'écart maximal observé pour l'abscisse du point P , d'un jour à l'autre, dans des conditions thermiques différentes, les appareils ayant atteint leur température de régime, était, avec la ligne en téflon dans l'air, de 2,5 kHz. La valeur élevée du terme $|\,d\,C_p/d\,\nu\,|$ en basse fréquence donne l'illusion d'une vitesse de dérive (en Hz/h) plus grande qu'en haute fréquence, pour les mêmes variations thermiques, alors qu'on va établir le contraire.

Le comportement de la ligne en stratifié verre-époxy est meilleur : on a trouvé, comme fluctuation maximale, au voisinage de 9,5 MHz , une dérive de 0,6 kHz (au lieu de 2,5 pour le téflon). Ces écarts sont approximativement dans le rapport des coefficients de dilatation linéaires. En effet :

$\ell = p \frac{v}{2\nu}$ d'où :

$$\frac{d\ell}{\ell} = \frac{dv}{v} - \frac{d\nu}{\nu} \qquad (1)$$

si l'âme et le blindage se dilatent avec le même coefficient de dilatation linéaire transversal : λ_t (cas approximatif de la ligne en stratifié) :

$$d\left(\frac{a}{b}\right) = \frac{da}{a} - \frac{db}{b} = 0 \quad . \qquad (2)$$

La relation (2) permet d'écrire v , déduite des formules (6), (7) et (11), ch. V, sous la forme :

$$v = \frac{C^{te}}{Na} = C^{te} \frac{\ell}{a}$$

et, en désignant par λ_e le coefficient de dilatation linéaire longitudinal :

$$\frac{dv}{v} = \frac{d\ell}{\ell} - \frac{da}{a} = (\lambda_e - \lambda_t)\, dt \quad . \qquad (3)$$

La formule (1) s'écrit donc, compte tenu de (3) :

$$\lambda_t\, dt = -\frac{d\nu}{\nu} \quad . \qquad (4)$$

Le résultat (4) indique, pour dt = 1°C, une variation relative des fréquences de résonance de $1,7.10^{-5}$ ($\lambda_{Cu} > \lambda_{Stra.}$), dans le cas de la ligne en stratifié, ou de 10^{-4} avec le téflon, dans l'hypothèse où il reste applicable. Les dérives indiquées plus haut correspondent donc à des variations de température des lignes de 3 à 4°C, engendrées par une variation plus importante de la température ambiante, en raison de l'inertie thermique des solides. L'extrême sensibilité du montage en basse fréquence ($|d C_p / d\nu|$ grand) équivaut donc, avec la ligne la plus dilatable, à un "thermomètre" sensible à quelques millièmes de °C mais très lent à atteindre l'équilibre thermique.

Des glissements de fréquence d'origine thermique ont probablement affecté nos expériences avec l'émetteur, refroidi par ventilation de l'air du laboratoire. Ils expliqueraient les désadaptations observées parfois lors du passage : mesure à bas niveau - expérience en puissance. Les émetteurs actuels (d'un volume très inférieur à puissance égale), étant refroidis par eau, l'inconvénient s'atténue, mais seul le montage à immersion et plus spéciale-

ment le montage cryogénique (N_2 bouillant) est susceptible de dissiper la puissance apparue dans la ligne tout en la thermostatant.

③- Analyse des spectres par la théorie des circuits :

Ainsi qu'on l'a déjà mentionné (ch. V, 1. B. b.), en accord avec d'autres auteurs [Gr 3] p. 66, on adoptera, pour l'analyse des spectres expérimentaux, la théorie des circuits, plus apte que les équations de MAXWELL à une représentation simple, introduisant tous les paramètres et notamment le coefficient d'atténuation α .

Ⓐ Formule fondamentale.

L'application des lois d'OHM-KIRCHHOFF au quadripôle élémentaire de longueur dx résultant du tronçonnement infinitésimal de la ligne homogène perpendiculairement à l'axe, conduit aux équations aux dérivées partielles ([Gr 3] p. 155 formules (6) et (7) déjà utilisées (ch. IV, 3. A.). L'hypothèse d'un régime permanent sinusoïdal les réduit, grâce à la notation complexe, à un système d'équations différentielles (du 1er ordre, à 2 variables) indépendantes du temps [Gr 3] p. 157, formules (16), dont la combinaison fournit les équations (du 2e ordre à une variable) linéaires et à coefficients constants (pour une fréquence donnée) mais complexes [Le 2] p. 301 :

$$\frac{d^2V}{dx^2} = \gamma^2 V \qquad \text{et} \qquad \frac{d^2I}{dx^2} = \gamma^2 I \tag{1}$$

Elles s'intègrent à vue dès qu'on a vérifié l'existence des deux solutions particulières : $e^{\gamma x}$ et $e^{-\gamma x}$, indépendantes (rapport $\neq C^{te}$), puisque la solution générale en est une combinaison linéaire (comme dans toute équation différentielle linéaire) :

$$V = A\, e^{-\gamma x} + B\, e^{\gamma x} \qquad \text{et} \qquad I = C\, e^{-\gamma x} + D\, e^{\gamma x} \tag{2}$$

Le retour à l'équation du 1er ordre permet de déterminer C et D en fonction de A et B et de l'impédance caractéristique Z_c :

$$I = \frac{1}{Z_c}\,(A\, e^{-\gamma x} - B\, e^{\gamma x}) \tag{3}$$

L'application des conditions aux limites au rapport :

$$V/I = Z(x) \quad , \quad \text{tiré de (2) et (3)} ,$$

donnant l'impédance en un point quelconque de la ligne, permet :

(i) - en $x = 0 \Longrightarrow Z(0) = Z_o$:

la détermination du rapport B/A des deux constantes arbitraires :

$$\frac{B}{A} = \frac{Z_o - Z_c}{Z_o + Z_c} = \Gamma_o \text{ (coefficient de réflexion)} \qquad (4)$$

(ii) - en $x = -\ell \Rightarrow Z(-\ell) = Z$ (impédance d'entrée)

l'établissement, compte tenu de (4), de la formule fondamentale :

$$Z = Z_c \frac{Z_o + Z_c \operatorname{th} \gamma\ell}{Z_c + Z_o \operatorname{th} \gamma\ell} \qquad (5)$$

donnant l'image Z , d'une charge Z_o , vue à travers une ligne d'impédance caractéristique Z_c , de coefficient de propagation γ et de longueur ℓ , tels que :

$$\left.\begin{array}{l} Z_c = R_c + j X_c \quad \text{ou} \quad 1/Z_c = Y_c = G_c + j C_c \omega \\ \text{et} \qquad \gamma = \alpha + j \beta \end{array}\right\} \qquad (6)$$

les quatre coefficients de (6) étant des fonctions réelles de la fréquence.

(B) Images du court-circuit et du circuit ouvert théorique en fonction de la fréquence.

(a) - Expressions exactes.

► (i) - Ligne court-circuitée - $Z_o = 0$ entraîne dans (5)

$$Z_{cc} = Z_c \operatorname{th} \gamma\ell \quad \text{ou} \quad \frac{1}{R_{cc}} + j C_{cc} \omega = \frac{\coth \gamma\ell}{Z_c} \qquad (7)$$

Or, th $\gamma\ell$ s'écrit [Sa 6] p. 5, formule (11) :

$$\operatorname{th} \gamma\ell = \frac{\operatorname{sh} 2\alpha\ell + j \sin 2\beta\ell}{\operatorname{ch} 2\alpha\ell + \cos 2\beta\ell} \qquad (8)$$

Par suite, en multipliant les deux termes de la fraction renversée par l'expression conjuguée du dénominateur :

$$\coth \gamma\ell = \frac{\operatorname{sh} 2\alpha\ell - j \sin 2\beta\ell}{\operatorname{ch} 2\alpha\ell - \cos 2\beta\ell} \qquad (9)$$

En reportant (9) dans (7) on obtient :

$$G_{cc} = \frac{1}{R_{cc}} = \frac{G_c \operatorname{sh} 2\alpha\ell + C_c \omega \sin 2\beta\ell}{\operatorname{ch} 2\alpha\ell - \cos 2\beta\ell} \qquad (10)$$

et $$C_{cc} = \frac{C_c \operatorname{sh} 2\alpha\ell - (G_c/\omega) \sin 2\beta\ell}{\operatorname{ch} 2\alpha\ell - \cos 2\beta\ell} \qquad (11)$$

► (ii) - Circuit ouvert théorique - $Z_o = \infty$. La formule (5) s'écrit :

$$Z_{co} = Z_c \coth \gamma\ell \qquad \text{et} \qquad \frac{1}{R_{co}} + j C_{co}\omega = \frac{\operatorname{th} \gamma\ell}{Z_c} . \qquad (12)$$

En reportant (8) dans (12) il vient :

$$G_{co} = \frac{1}{R_{co}} = \frac{G_c \operatorname{sh} 2\alpha\ell - C_c\omega \sin 2\beta\ell}{\operatorname{ch} 2\alpha\ell + \cos 2\beta\ell} \qquad (13)$$

et $$C_{co} = \frac{C_c \operatorname{sh} 2\alpha\ell + (G_c/\omega) \sin 2\beta\ell}{\operatorname{ch} 2\alpha\ell + \cos 2\beta\ell} \qquad (14)$$

ⓑ - Simplification des expressions aux fréquences de résonance.
Cas des lignes à faibles pertes.

► (i) - résonance demi-onde : $\ell = p\,\lambda_g/2$ (p entier) entraîne :

$\beta\ell = 2\pi\ell/\lambda_g = p\pi$, soit, en reportant cette valeur dans (10), (11), (13) et (14) :

$$\left(\frac{1}{R_{cc}}\right)_{\frac{\lambda}{2}} = G_c \coth \alpha\ell \approx G_c/\alpha\ell \quad (1^{\text{e}} \text{ égalité valable en toute rigueur,} \qquad (15)$$

$$\left(C_{cc}\right)_{\frac{\lambda}{2}} = C_c \coth \alpha\ell \approx C_c/\alpha\ell \quad 2^{\text{e}} \text{ égalité au } 2^{\text{e}} \text{ ordre : } \alpha^2\ell^2 \text{ près).} \qquad (16)$$

$$\left(\frac{1}{R_{co}}\right)_{\frac{\lambda}{2}} = G_c \operatorname{th} \alpha\ell \approx G_c\,\alpha\ell \quad " \quad " \quad " \quad " \qquad (17)$$

$$\left(C_{co}\right)_{\frac{\lambda}{2}} = C_c \operatorname{th} \alpha\ell \approx C_c\,\alpha\ell \quad " \quad " \quad " \quad " \qquad (18)$$

► (ii) - résonance quart d'onde : $\ell = (2p + 1)\,\lambda_g/4$ (p entier) entraîne :

$2\beta\ell = (2p + 1)\,\pi$ et, en effectuant le même report que ci-dessus :

$$\left(\frac{1}{R_{cc}}\right)_{\frac{\lambda}{4}} = G_c \operatorname{th} \alpha\ell \approx G_c\,\alpha\ell \quad (1^{\text{e}} \text{ égalité valable en toute rigueur,} \qquad (19)$$

$$\left(C_{cc}\right)_{\frac{\lambda}{4}} = C_c \operatorname{th} \alpha\ell \approx C_c\,\alpha\ell \quad 2^{\text{e}} \text{ égalité au } 2^{\text{e}} \text{ ordre : } \alpha^2\ell^2 \text{ près).} \qquad (20)$$

$$\left(\frac{1}{R_{co}}\right)_{\frac{\lambda}{4}} = G_c \coth \alpha\ell \approx G_c/\alpha\ell \quad " \quad " \quad " \quad " \qquad (21)$$

$$\left(C_{co}\right)_{\frac{\lambda}{4}} = C_c \coth \alpha\ell \approx C_c/\alpha\ell \quad " \quad " \quad " \quad " \qquad (22)$$

© - Conséquence : intersection des spectres de la capacité d'entrée sur l'axe, aux fréquences de résonance (faibles pertes).

On a utilisé, sans le démontrer, au paragraphe 2. B. de ce chapitre, le résultat suivant lequel la portion à pente maximale du spectre en court - circuit d'une ligne à faibles pertes coupe celle à pente minimale de celui en circuit ouvert, sur l'axe des fréquences, pour une résonance demi-onde et inversement, à la résonance quart d'onde, dans l'hypothèse de capacités parasites nulles. On a vu les déplacements importants subis par ces intersections I_i et K_i (planches IV et V), attendues sur l'axe M_iP_i (compte tenu de la capacité parasite d'entrée) , du fait de la capacité parasite de sortie. Les formules (16), (18), (20) et (22) indiquent les valeurs : $C_c \alpha\ell$ ou $C_c/\alpha\ell$ que nous allons estimer.

Remarquons, tout d'abord, que le dénominateur des formules (10) et (11) d'une part et (13) et (14), d'autre part, est toujours positif puisque

$$\operatorname{ch} 2\alpha\ell > 1 .$$

Les numérateurs de (10) et (13) sont donc nécessairement positifs puisque les premiers membres de ces équations sont des conductances. Il en résulte :

$$G_c \operatorname{sh} 2\alpha\ell \pm C_c\omega \sin 2\beta\ell > 0 ,$$

se réduisant à la seule inégalité :

$$\frac{|C_c|\omega}{G_c} < 2\alpha\ell \qquad (23)$$

On peut d'ailleurs trouver une autre limite supérieure de $|C_c|$. Ecrivons le développement de Z_c en ne conservant que les termes du 1e ordre [Ra 3] p. 23, formule (62) :

$$Z_c \approx R_c\left(1 - j\frac{\alpha_c - \alpha_d}{\beta}\right) \quad \text{soit} \quad \frac{1}{Z_c} \approx \frac{1}{R_c}\left(1 + j\frac{\alpha_c - \alpha_d}{\beta}\right)$$

d'où :

$$C_c \approx \frac{\alpha_c - \alpha_d}{R_c \beta \omega} \qquad (24)$$

Une nouvelle limite supérieure de $|C_c|$ peut donc être obtenue en remplaçant, dans (24), $\alpha_c - \alpha_d$ par $\alpha_c + \alpha_d = \alpha$. Il vient :

$$|C_c| < \frac{\alpha}{R_c \beta \omega} \quad \text{ou} \quad \frac{|C_c\omega|}{G_c} < \frac{\alpha}{\beta} = \frac{1}{2Q} \qquad (25).$$

Nous adopterons la plus petite des deux limites (23) ou (25). Comme

leur rapport vaut : $2\beta\ell$, produit qui devient supérieur à 3 dès que $\ell > \lambda/4$ et que tel est le cas, c'est la formule (25) qui sera conservée. Anticipons sur les valeurs numériques trouvées plus loin pour α, β et R_c (ligne téflon - planches VII et VIII).

- à $\approx$ 10 MHz : $\beta\ell = 17\,\pi/2$, $\alpha\ell = 3{,}3.10^{-2}$ Np et $R_c = 3{,}1\ k\Omega$

d'où : $\dfrac{|C_c\,\omega|}{G_c} < 1{,}2.10^{-3}$ et $|C_c| < 6{,}2.10^{-3}$ pF (26).

- à $\approx$ 18 MHz : $\beta\ell = 37\,\pi/2$, $\alpha\ell = 0{,}11$ Np et $R_c = 3{,}2\ k\Omega$

d'où : $\dfrac{|C_c\,\omega|}{G_c} < 1{,}9.10^{-3}$ et $|C_c| < 5{,}3.10^{-3}$ pF (27).

On obtient finalement les limites supérieures des seconds membres de (16), (18), (20) et (22), à partir de (26) et (27) :

$$|C_c|\alpha\ell < 6.10^{-4}\ \text{pF} \quad \text{et} \quad |C_c|/\alpha\ell < 0{,}2\ \text{pF} \qquad (28).$$

La première d'entre elles est nettement inférieure à la sensibilité du RX-mètre. La seconde, quoique décelable, se situant sur une courbe à pente très élevée, correspond à un décalage de fréquence du même ordre de grandeur que la première ($\approx$15 Hz), ainsi qu'on l'établira plus loin.

On peut donc conclure que la capacité d'entrée s'annule à toute fréquence de résonance d'une ligne à faibles pertes, moyennant qu'on n'exige pas, sur la détermination des fréquences correspondantes, une précision relative meilleure que 10^{-6}.

ⓓ - Matérialisation de l'asymptote du spectre idéal :

Pour une fréquence demi-onde, il apparaît deux branches infinies sur le spectre idéal en court-circuit de la capacité, comme l'indique la formule (11) pour $\alpha = 0$ et $\beta\ell \to k\pi$ (fig. 49. a.). Au contraire, lorsque $\alpha \neq 0$, si petit soit-il, la formule (11) et l'expérience montrent que "l'asymptote se matérialise", donnant une branche de courbe à pente très élevée en valeur absolue (et négative), les points à l'infini étant ramenés sur l'axe des fréquences (fig. 49. b.).

Il semble bien que cette partie du spectre n'ait jamais été, jusqu'ici, l'objet de mesures ou d'analyses. L'abondante bibliographie compulsée sur le sujet n'a guère présenté que des spectres expérimentaux inachevés (asymptote

en pointillés [R. 1] p. 74, 76...) et fortement décalés par les capacités parasites [Ma 5] (fig. 49. c.) ou des spectres théoriques supposant α rigoureusement nul [Ma 5] p. 101, [Re 1] p. 482, 641, 650, [Ro 5] p. 106, [Le 2] p. 327 (alors que l'on s'intéresse, dans cette dernière référence, à l'influence de α sur la répartition des potentiels - p. 324).

Cette discontinuité de la capacité d'entrée entre le spectre idéal et le spectre réel, si petites que soient les pertes semble paradoxale. On ne comprend pas que les images d'un objet vues au travers d'un instrument parfait et d'un instrument qui tend vers la perfection puissent présenter des caractères aussi opposés (points à l'infini ramenés sur l'axe). C'est peut-être pour cette raison que les auteurs n'ont jamais pris le risque de "matérialiser" l'asymptote.

En réalité, la capacité d'entrée ne fournit qu'un aspect de l'image du court-circuit. On doit le compléter par la composante réelle de l'impédance d'entrée, pour en avoir une vision complète. C'est ce que la figure 49 représente sous la forme de deux schémas électriques (2e ligne), associant chacun la conductance d'entrée (formule 15) à la susceptance d'entrée à la résonance et de leurs équivalents en impédance (3e ligne). Dans cette optique, la continuité de l'impédance au voisinage de $\alpha = 0$ se trouve rétablie et notre intuition physique satisfaite.

ⓔ - Positionnement d'une fréquence de résonance quart d'onde entre les deux fréquences demi-onde qui l'encadrent.

D'après notre connaissance du spectre idéal, on prévoyait (§ 2. B. a.), pour le spectre en circuit ouvert, par exemple, une fréquence ν_2 située au milieu du segment ν_1 ν_3 (fig. 47). Cette propriété demeure valable, avec une bonne approximation, dans le cas d'une ligne à faibles pertes. En effet, on peut toujours supposer que la vitesse de phase varie linéairement avec la fréquence, dans une bande étroite (fig. 48), ce que l'expérience confirme (planche VII. a.). Il en résulte :

$$\frac{\nu_2 - \nu_1}{\nu_3 - \nu_2} = \frac{v_2 - v_1}{v_3 - v_2} \qquad (29)$$

Pour les trois résonances consécutives on a :

$$\ell = p\,\lambda_1/2 = p\,v_1/2\,\nu_1$$

$$\ell = (2p+1)\,\lambda_2/4 = (2p+1)\,v_2/4\,\nu_2$$

$$\ell = (p+1)\,\lambda_3/2 = (p+1)\,v_3/2\,\nu_3$$

Tirons les ν_i de ces expressions et reportons les dans (29) ; on obtient :

$$v_2 = \frac{2\,v_1\,v_3}{v_1 + v_3} \qquad (30)$$

On vérifie bien sur (30) que : $v_1 \to v_3 \implies v_2 \to v_3$

Eliminons v_2 entre (29) et (30) ; il vient :

$$\frac{\nu_2 - \nu_1}{\nu_3 - \nu_2} = \frac{v_1}{v_3} \qquad (31)$$

Or on relève sur le tableau correspondant à la planche V :

$$\left.\begin{array}{lll} v_1/v_3 = 1{,}018 & \text{à} & \approx 10 \text{ MHz} \\ \text{et} \quad v_1/v_3 = 1{,}016 & \text{à} & \approx 18 \text{ MHz} \end{array}\right\} \qquad (32)$$

Il résulte donc de (31) et (32) que le point quart d'onde d'un spectre capacitif se place au milieu de l'intervalle défini par les points demi-ondes qui l'encadrent, avec une précision supérieure à 2 %, le segment le plus grand correspondant aux plus basses fréquences.

Cette relation n'était manifestement pas vérifiée sur la figure 47 en raison des capacités parasites.

Ⓒ Image de la capacité parasite de sortie.

Contrairement à un préjugé répandu (cf. par exemple [Ro 5] p. 157 : "En ondes métriques, où la correction d'extrêmité des lignes ouvertes est négligeable..!"), on est loin de pouvoir assimiler l'extrêmité ouverte de la ligne à une impédance de charge : $Z_o = \infty$, tout au moins dans le cas où son impédance caractéristique est élevée. On a mis en évidence, au paragraphe 2. B. b, la translation importante accusée par le spectre expérimental de la capacité d'entrée en circuit ouvert, attribuée à la capacité parasite de sortie : C_s . Démontrons ce résultat et vérifions le quantitativement sur les spectres expérimentaux.

Au point $x = 0$ on a :

$$Z_o = 1/j C_s \omega \qquad (33)$$

Posons : $$Z_o / Z_c = \text{th } \varphi \qquad (34).$$

La formule (5) devient :

$$Z_{co} = Z_c \frac{\text{th } \varphi + \text{th } \gamma \ell}{1 + \text{th } \varphi \text{ th } \gamma \ell} = Z_c \text{ th } (\gamma \ell + \varphi) \qquad (35).$$

On a vu que si α est petit il en est de même de $C_c \omega / G_c$ (formules (26) et (27)), ce qui permet d'écrire (34), compte tenu de (33) :

$$\text{th } \varphi = 1/j R_c C_s \omega \qquad (36).$$

Il résulte de (36) que φ est un nombre imaginaire pur, pouvant être mis sous la forme :

$$\left.\begin{array}{l} \varphi = - j \ell \Delta\omega / v \\ \text{avec} \qquad \Delta\omega = 2\pi \Delta\nu \qquad \Delta\nu > 0 \end{array}\right\} \qquad (37)$$

Reportons (37) dans (35), en explicitant γ (formule (6)) :

$$Z_{co} = Z_c \text{ th} \left(\alpha \ell + j \frac{\omega - \Delta\omega}{v} \ell \right) \qquad (38).$$

Comparons (38) à l'expression que devient (35) pour la valeur particulière :

$Z_o = 0$ soit $\varphi = 0$:

$$Z_{cc} = Z_c \text{ th } (\alpha \ell + j \frac{\omega}{v} \ell) \qquad (39).$$

On obtient : $$Z_{co}(\nu) \approx Z_{cc}(\nu - \Delta\nu)$$

en supposant : $$\frac{d\alpha}{d\nu} = 0 \quad \text{et} \quad \frac{dv}{d\nu} = 0 \qquad (40).$$

dans l'étroite bande de fréquence $\Delta\nu$.

La relation (40) exprime que les graphes des deux composantes de Z se déduisent de ceux relatifs à Z_{cc} par une translation parallèle à l'axe des fréquences, d'amplitude $\Delta\nu$, positive, dans l'hypothèse où : $C_s > 0$, conformément à la relation :

$$\Delta\nu = \frac{v}{2\pi\ell} \text{ Arctg } \frac{1}{R_c C_s \omega} \qquad (41),$$

déduite de (36) et (37).

A mesure que ν augmente, v diminue et les deux facteurs de (41) contribuent à la diminution de $\Delta\nu$, se traduisant, sur les planches IV, V

et VI, par un rapprochement des spectres en trait plein et interrompu, d'un bout à l'autre du domaine des fréquences.

La vérification expérimentale quantitative, sur le graphique de la planche V, fait intervenir, dans la formule (41) la valeur :

$$C_s = C_e = 6,7 \text{ pF} \qquad (42)$$

déterminée par plusieurs voies concordantes(cf. § suivant : D.). Le tableau ci-dessous la résume :

ν (MHz)	$\Delta\nu$ théorique (MHz) (formules (41) et (42)).	$\Delta\nu$ expérimental (MHz) (graphique : planche V).	écart relatif
10	0,244	0,220	10 %
18	0,120	0,095	20 %

On peut la considérer comme satisfaisante pour une approximation d'ordre zéro en α . Lorsqu'on tient compte de α au premier ordre, la précision dépasse 5 %, sauf aux fréquences élevées, comme le laisse prévoir la dernière colonne du tableau. On pouvait procéder en sens inverse : partir de la translation expérimentale et en déduire C_s .

Remarques - (i) - Court-circuit :

$C_s = \infty$ entraîne $\Delta\nu = 0$, dans (41),

signifiant que l'image du court-circuit est bien confondue avec elle-même.

(ii) - Circuit ouvert théorique :

$C_s = 0$ entraîne $\Delta\nu = \frac{v}{4\ell}$, dans (41) :

c'est l'écart de fréquence constant entre deux résonances consécutives du spectre idéal ($\alpha = 0$). Le calcul plus précis, tenant compte des termes du premier ordre en α , conviendrait mieux.

(D) Méthode de détermination graphique simultanée des capacités parasites et des fréquences de résonance (faibles pertes).

ⓐ - Somme $C_e + C_s$.

Démontrons le résultat annoncé au paragraphe 2. B. b. selon lequel le lieu géométrique des points I (planches IV et V) est une droite d'ordonnée $C_e + C_s$. A la fréquence du point P (résonance demi-onde) l'image de C_s , dont l'impédance Z_o est donnée par (33), s'écrit, d'après (5), où les termes en $\alpha\ell$ sont développés au 1e ordre et où l'on fait : $\beta\ell = k\pi$:

$$Z_{co} \approx Z_o \frac{1 + Z_c \alpha\ell / Z_o}{1 + Z_o \alpha\ell / Z_c} \qquad (43)$$

Comme Z_o est voisin de 2 kΩ vers 10 MHz , donc du même ordre de grandeur que Z_c , (43) se réduit à :

$$Z_{co} \approx Z_o \left[1 + \alpha\ell \left(\frac{Z_c}{Z_o} - \frac{Z_o}{Z_c} \right) \right] \qquad (44)$$

ou, pratiquement : $$Z_{co} \approx Z_o \ , \qquad (45)$$

car le terme correctif, contenu dans le crochet de (44), imaginaire presque pur, a un module du même ordre de grandeur que $\alpha\ell$, soit ≈ % .

C'est en réalité l'ordonnée du point J (fig. 50) qui représente la somme : $C_e + C_s$ mais elle peut être confondue, à la même approximation que (45), avec celle du point d'intersection I des deux graphes, en raison de leurs pentes très différentes (45.10^{-3} pF/kHz et -14 pF/kHz).

Dans le cas particulier d'une ligne symétrique, les points M et P , représentant les deux types de résonance, sont les intersections du spectre en court-circuit avec la droite d'ordonnée moitié de celle de I . C'est un deuxième mode de détermination des fréquences de résonance (après les points d'inflexion - cf. § 2. B. b.). On le généralisera, au paragraphe c., aux lignes à extrêmités dissymétriques. On obtient simultanément par ce moyen $C_e = C_s$ (fig. 50).

ⓑ - Différence $C_e - C_s$.

La propriété des points K_i , indiquée au paragraphe 2. B. b., selon laquelle ils se situent sur la droite d'ordonnée $C_e - C_s$ va résulter du calcul de l'image du court-circuit à la fréquence : $\nu' + \Delta\nu$ (ν' indiquant une fréquence de résonance demi-onde et $\Delta\nu$ la translation faisant correspondre

les deux spectres : formule (41)). On l'obtient à partir de (39) où l'on suppose, pour simplifier, dans la bande $\Delta\nu$:

$$\frac{d\alpha}{d\nu} = 0 \qquad \text{et} \qquad \frac{d\beta}{d\nu} = 0$$

$$Z_{cc}(\nu + \Delta\nu) \approx Z_c \, th\left(\alpha\ell + j\frac{\omega + \Delta\omega}{v}\ell\right) \qquad (46),$$

soit, compte tenu de (37) :

$$Z_{cc}(\nu + \Delta\nu) = Z_c \, th(\alpha\ell - \varphi) = Z_c \frac{th\,\alpha\ell - th\,\varphi}{1 - th\,\alpha\ell \, th\,\varphi}$$

Or, pour $\nu = \nu'$, $th\,\alpha\ell \approx \alpha\ell$ et par suite, compte tenu de (34) :

$$Z_{cc}(\nu' + \Delta\nu) \approx - Z_c \, th\,\varphi = - Z_o \, . \qquad (47).$$

ce qui démontre la proposition.

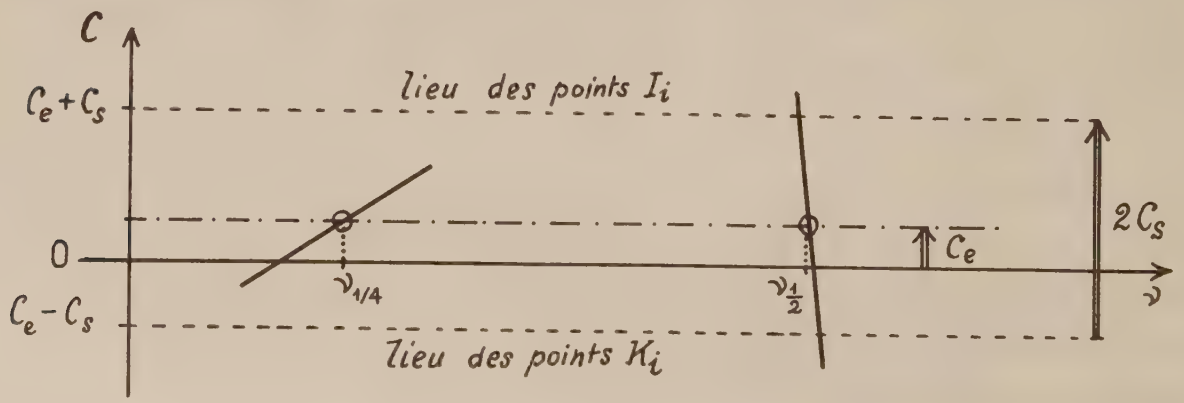
L'expérience (planche V) la vérifie convenablement dans le domaine des basses fréquences où l'on obtient, pour $C_e - C_s$, entre 7,7 et 12,5 MHz les valeurs :

0,25 ; 0,25 ; 0,00 ; 0,75 ; 0,25 ; 0,25 en pF.

Elles suggèrent une ligne légèrement dissymétrique. Effectivement, les longueurs des liaisons avec le RX-mètre sont un peu supérieures à celle du court-circuit. Vers 18 MHz , on observe des écarts plus importants : $\approx$ 1 à 1,5 pF, justifiés par nos approximations.

ⓒ - Conséquence de a) et b) : détermination graphique simultanée de C_e , C_s , ν' et ν'' , dans l'hypothèse où α petit.

Le schéma ci-dessous, résumant les résultats de a) et de b) montre que la distance des droites lieux de I et de K vaut $2\,C_s$, que la droite équidistante de ces dernières a pour ordonnée C_e et que celle-ci coupe le



spectre en court-circuit aux points d'abscisses ν' et ν'', (ν'' = fréquence de résonance quart d'onde).

Ⓔ Résumé des propriétés géométriques des spectres, relativement aux capacités parasites et aux fréquences de résonance (faibles pertes).

Résumons l'ensemble des propriétés établies ci-dessus ou qui seront justifiées par l'analyse exposée plus loin.

ⓐ - Les capacités parasites sont mesurables :

► (i) - Soit séparément :

- C_e :
  - sur le spectre en C. C. de la capacité d'entrée
    - ordonnée du lieu des points d'inflexion
    - ordonnée du milieu des extrêmums
  - à l'aide du spectre en C. C. de la résistance d'entrée
    - composante réactive pour R_p maximale
    - composante réactive pour R_p minimale
- C_s : sur les spectres en C. C. et en C. O. de la capacité d'entrée (amplitude de la translation les faisant correspondre).

► (ii) - Soit simultanément :

à partir des intersections des spectres en C. C. et en C. O. de la capacité d'entrée.

ⓑ - Les fréquences de résonance sont les abscisses :

- des points d'inflexion
- des intersections avec la droite lieu des milieux des extrêmums

→ spectre en C. C. de la capacité d'entrée

- des intersections avec le spectre en C. C de la droite équidistante des intersections des deux spectres

→ spectres en C. C. et en C. O. de la capacité d'entrée

- des extrêmums

→ spectre en C. C. de la résistance d'entrée.

Il importe de rappeler que seuls les spectres en court-circuit sont susceptibles de nous renseigner immédiatement sur les fréquences de résonance (ceux en circuit ouvert ne pouvant le faire qu'indirectement, après une translation horizontale dont la précision dépend de celle avec laquelle on a déterminé C_s et de l'importance de $\alpha\ell$).

④- Exploitation des résultats : mesures approchées (faibles pertes).

Ⓐ. Vitesse de phase .

ⓐ- expérimentale :

Dès que l'on connait la fréquence ν' ou ν'' et le mode p de résonance, tels que :

$$\ell = p\frac{\lambda'}{2} = (2p+1)\frac{\lambda''}{4}$$, on obtient aussitôt :

$$v' = v(\nu') = \frac{2\nu'\ell}{p} \quad \text{et} \quad v'' = v(\nu'') = \frac{4\nu''\ell}{2p+1} \qquad (1)$$

La méthode de détermination des ν' et des ν'' est décrite au paragraphe précédent. Reste à trouver p. Dans le cas où l'on explore le domaine des fréquences depuis l'origine (planche IV), la connaissance de p s'obtient par continuité. Mais si l'on n'est intéressé que par des modes élevés ou si les mesures sont difficiles en basse fréquence (cas de la ligne immergée), on a tendance à recourir à l'extrapolation. Toutefois, l'imprécision de cette méthode, illustrée sur la figure 59, nous a fait préférer le calcul suivant.

Soient ν et ν' deux fréquences demi-onde consécutives :

$$p\frac{v}{2\nu} = (p+1)\frac{v'}{2\nu'} = \ell$$

On déduit de (2) : $p\left(\frac{v}{\nu} - \frac{v'}{\nu'}\right) = \frac{v'}{\nu'}$ soit, en posant :

$v - v' = \Delta v$ $\qquad p\left(\frac{1+\frac{\Delta v}{v'}}{\nu} - \frac{1}{\nu'}\right) = \frac{1}{\nu'}$

d'où : $$p = \frac{\nu}{\Delta\nu + \nu'\Delta v / v'}$$

avec $\Delta\nu = \nu' - \nu$ et p entier $\qquad (2)$

Toutes les fréquences sont connues dans (2), mais l'inconnue $\Delta v/v'$ y subsiste. Il suffit de savoir que $\frac{\Delta v}{v'} \approx +1\ \%$ à $+2\ \%$, ce que la théorie nous apprend (cf. planche VII. a.), pour résoudre exactement l'égalité arithmétique (2), puisque p doit être entier.

La précision de la formule (2) est d'autant meilleure que la fréquence s'abaisse, car $\Delta\nu$ augmente, tandis que l'importance du terme correctif, mal connu, au dénominateur diminue. C'est ainsi que, pour la détermination de p relatif à la ligne cryogénique, (fig. 59) on a utilisé les deux premiers modes demi-onde facilement accessibles à l'expérience :

$$\nu = 6,330\,1 \text{ MHz} \qquad \text{et} \qquad \nu' = 7,277\,2 \text{ MHz} .$$

On trouve, suivant que $\frac{\Delta v}{v'}$ est supposé égal à 1 % ou à 2 % , respectivement :

$$p \approx 6,2 \qquad \text{ou} \qquad p \approx 5,8$$

il en résulte donc, sans ambiguité : $p = 6$ (fig. 59).

Les vitesses de phase calculées d'après les formules (1) sont reportées sur la planche VII. a.

ⓑ - théorique :

On a comparé les valeurs expérimentales à celles déduites de la théorie de la nappe continue (cf. ch.V, 1. B. b. - formules 17 et 19). La vitesse de phase, figurant sous forme implicite dans ces deux formules, la résolution numérique du système en v et R_c , par ordinateur (cf. p.143), s'impose. Les valeurs obtenues sont représentées, sur la planche VII. a. , avec la mention "théorie exacte".

Une autre possibilité de calcul plus rapide est offerte par la relation explicite approchée :

$$v = C \sin\theta \left(1 + \frac{b - a}{4\,ka^2} \sin\theta \cos\theta\right) \qquad (3) ,$$

dans l'hypothèse où : ka cotg $\theta \approx$ quelques unités [Ro 6] p. 319. Cette condition n'étant pas bien remplie du fait que ka cotg $\theta = 0,83$, à 10 MHz, on observe que la courbe correspondante (planche VII. a-mention : " formule approchée") accuse une divergence qui s'accentue beaucoup en basse fréquence puisque k lui est proportionnel.

On a représenté, sur le même graphique, les courbes déduites de la relation (3), dans laquelle le coefficient : $c\,(\varepsilon_r)^{-1/2}$, substitué à c , prend les deux valeurs arbitraires : 250 Mm/s et 200 Mm/s . On peut apprécier ainsi l'influence du diélectrique, en observant que les courbes expérimentales relatives aux deux lignes sont comprises dans l'intervalle 250 - 300 Mm/s,

soit :

$$c(\varepsilon_r)^{-1/2} \approx 275 \text{ Mm/s} \Longrightarrow \overline{\varepsilon}_r \approx 1,2 \ ,$$

valeur en accord avec celle provenant de la confrontation de la théorie des circuits (formule de WINKLER p. 114) avec l'expérience (cf. ch. V, formule (20)).

(B) Constante d'atténuation et impédance caractéristique.

(a) - Méthode du court-circuit - circuit ouvert à la résonance.

Les formules du paragraphe 3. B. b, relatives aux lignes à faibles pertes, à la résonance, conduisent à des expressions très simples pour R_c et α . Les solutions des systèmes (15) et (17), d'une part et (19) et (21), d'autre part sont :

(i) - résonance demi-onde :

$$R_c = \sqrt{\left(R_{cc}\right)_{\frac{\lambda}{2}} \left(R_{co}\right)_{\frac{\lambda}{2}}} \qquad (4) \qquad \alpha = \frac{1}{\ell}\sqrt{\frac{\left(R_{cc}\right)_{\lambda/2}}{\left(R_{co}\right)_{\lambda/2}}} \qquad (5)$$

(ii) - résonance quart d'onde :

$$R_c = \sqrt{\left(R_{cc}\right)_{\frac{\lambda}{4}} \left(R_{co}\right)_{\frac{\lambda}{4}}} \qquad (6) \qquad \alpha = \frac{1}{\ell}\sqrt{\frac{\left(R_{co}\right)_{\lambda/4}}{\left(R_{cc}\right)_{\lambda/4}}} \qquad (7)$$

Ces deux groupes de formules se déduisent l'un de l'autre par permutation de R_{cc} avec R_{co} . Les relations (4) et (6), appliquées aux données numériques de la ligne téflon, ont conduit aux valeurs de R_c représentées en cercles pointés (courbe discontinue) sur le graphique de la planche VII. b.

On sait maintenant que ces valeurs sont faussées systématiquement par la présence d'une capacité parasite de sortie dont on peut mesurer l'influence, comparativement aux valeurs nouvelles (triangles pleins avec la mention "ligne téflon").

La méthode habituelle du court-circuit - circuit ouvert a donc été abandonnée. On lui a substitué celle qui suit.

(b) - Méthode du court-circuit seul.

Au lieu d'utiliser les mesures de R_{co} (images de C_s et non du circuit ouvert théorique), on a interpolé, en $\frac{\lambda}{2}$, les valeurs $(R_{cc})_{\lambda/4}$ qui l'encadrent et, en $\frac{\lambda}{4}$, les valeurs $(R_{cc})_{\lambda/2}$ qui l'encadrent. Cette pratique se justifie en observant que les formules (15) et (21) d'une part et (17) et (19) (§ 3)

d'autre part, ont même second membre. Une interpolation linéaire a paru suffisante dans les intervalles de fréquence rencontrés ($<$ 1 MHz) :

$$\left(R_{co}\right)^{(p)}_{\frac{\lambda}{2}} \approx \frac{\left(R_{cc}\right)^{(p)}_{\lambda/4} + \left(R_{cc}\right)^{(p+1)}_{\lambda/4}}{2} \qquad (8)$$

et

$$\left(R_{co}\right)^{(p)}_{\frac{\lambda}{4}} \approx \frac{\left(R_{cc}\right)^{(p)}_{\lambda/2} + \left(R_{cc}\right)^{(p+1)}_{\lambda/2}}{2} \qquad (9) .$$

Les relations (8) et (9), combinées avec les couples (4)-(5) et (6)-(7) respectivement, ont permis d'exprimer α et R_c au moyen des résistances d'entrée images du court-circuit seul.

Les données expérimentales relatives aux deux lignes (spectre en court-circuit de la résistance d'entrée - planche VI), traitées par cette nouvelle méthode, ont fourni les résultats représentés sur les planches VII. b. et VIII.

Les fluctuations périodiques observées sur les variations de α et de R_c avec la fréquence, dans le cas de la ligne téflon s'interprètent par la présence d'un support central (anneau avec trois piliers de téflon au milieu de la ligne). La suppression de ce dernier rétablit en effet, la décroissance monotone prévue pour l'écart de fréquence : $\nu_{p+1} - \nu_p$ entre deux résonances consécutives. Le tableau suivant, dans lequel on a limité à deux le nombre des décimales, rend compte de ces variations lorsque p varie de 8 à 19 , soit entre 9 et 19 MHz :

$\nu_{p+1} - \nu_p$ avec piliers	1,04	0,93	0,94	0,84	0,86	0,77	0,80	0,74	0,76	0,72	0,74	0,70
$\nu_{p+1} - \nu_p$ sans piliers	1,01	0,95	0,91	0,86	0,84	0,79	0,78	0,76	0,75	0,73	0,73	0,71

L'anomalie présentée par les courbes de R_c et de α , dont on a montré la correspondance sur la planche VIII, dans le cas de la ligne verre-époxy, est probablement explicable par le fait qu'on ne peut plus assimiler des connexions trop longues à une simple capacité parasite (C_e) : l'image de

la résistance s'altère. Toutefois, les fréquences de résonance n'en paraissent pas affectées. Dans le cas de connexions longues, nécessitées par l'immersion, une liaison par câble coaxial s'impose donc.

ⓒ - Comparaison avec la théorie électromagnétique :

La théorie de la nappe continue, supposant $\alpha = 0$, ne permet de comparer que les résultats relatifs à R_c .

On a déjà indiqué au paragraphe précédent A. b. que la résolution numérique du système d'équations, sur ordinateur, livre simultanément v et R_c , ce dernier étant représenté (planche VII. b.) sous la mention "Théorie (machine)".

Un calcul à la règle, utilisant les tables de fonctions de BESSEL [Fl 1] et les valeurs expérimentales de la vitesse de phase relatives à la ligne verre-époxy, avait pu être exécuté au moyen de la formule (19) chapitre V, seule. C'est, en fait, une courbe semi-théorique, repérée, sur le graphique (planche VII. b.), par l'indication "Théorie (table des fonctions de Bessel)...".

Enfin, l'expression simplifiée, à laquelle se réduit la formule complète, dans le cas d'un blindage éloigné :

$$R_c \approx \frac{\eta_o}{2\pi} \frac{\beta}{k} I_o(ga) K_o(ga)$$

a également été représentée sur le même graphique (notée : Théorie approchée).

ⓒ Contrôle de la théorie des circuits - spectres semi-théoriques.

Les valeurs des caractéristiques des lignes (v , R_c et α) ont été calculées par la théorie des circuits ($C_c \omega$ négligé), grâce à quelques points particuliers des spectres en court-circuit. Il était intéressant de contrôler que ces valeurs, introduites dans les formules complètes (10) et (11) restituaient bien le spectre dans son ensemble. La coïncidence observée avec toute la série des mesures expérimentales est excellente (fig. 51). Les petits décalages en fréquence observés sur ce graphique sont dues à la présence du support central de la ligne téflon tandis que le programme machine a écrêté les premiers extrêmums de la capacité d'entrée, très pointus en basse fréquence, par suite d'un pas trop grand. En effet, un pas de cent points par mégahertz, correspondant à des intervalles d'abscisse de 1 mm sur le graphique de la table traçante BENSON, avait paru suffisant à PHAM TAT DAT

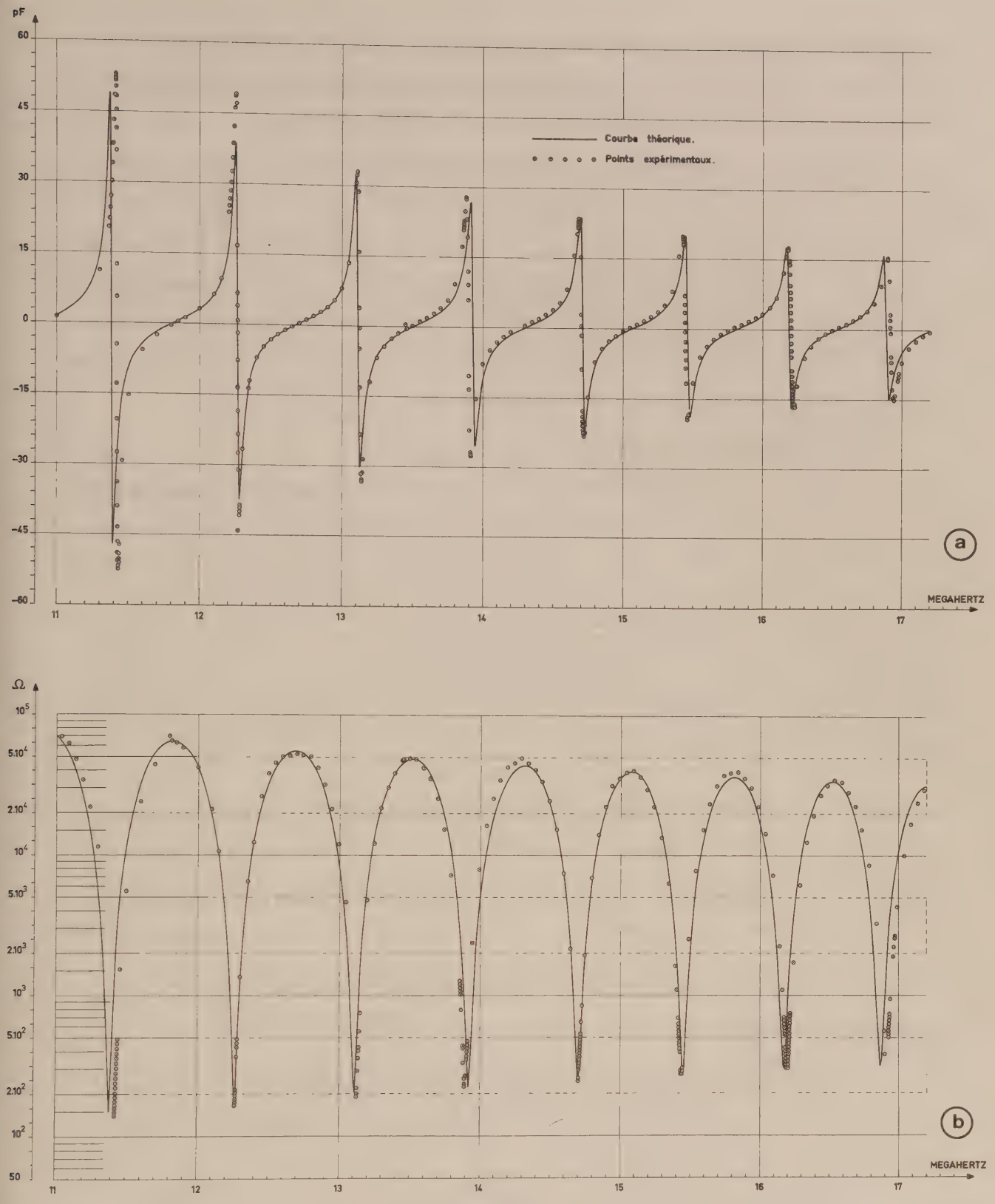


Figure 51 : Correspondance entre les courbes représentatives de la partie réelle et imaginaire de l'impédance d'entrée.

Les points expérimentaux de la courbe (a) ont été translatés d'une quantité égale à la capacité parasite d'entrée de manière à ramener les points d'inflexion sur l'axe.

Les courbes théoriques sont déduites des formules (10) et (11) dans lesquelles on a pris des valeurs de v et de α variables linéairement dans l'intervalle.

Pour éviter de surcharger le dessin, les lignes de rappel montrant la correspondance entre les extrêmums de (b) et les points d'inflexion de (a) ne sont pas tracées.

qui exécuta le programme. Le contrôle direct des formules de la théorie des circuits sur les crêtes du spectre de la capacité a pu être effectué, par le calcul, avec une incertitude relative inférieure à 5 % .

Précisons enfin que les données introduites dans la calculatrice sont : le couple des valeurs extrêmes de α (2.10^{-2} $\frac{Np}{m}$ et 6,3 $\frac{Np}{m}$) et de v (3,9 $\frac{Mm}{s}$ et 3,2 $\frac{Mm}{s}$) pour les bornes 10 et 18 MHz respectivement, la valeur moyenne de R_c dans cet intervalle (3,2 kΩ) et quelques valeurs possibles arbitraires pour C_c (comprises entre 0,01 et 1 pF), compte tenu des limites supérieures déterminées au paragraphe 3. B. c. . On trouve que ces dernières n'ont aucune influence, à l'échelle du graphique.

(D.) Répartition des tensions sur la ligne.

Les courbes de la répartition des tensions le long d'une ligne, à différents instants (fig. 32), sont bien connues et fidèlement représentées dans le cas idéal (cf. [Le 2] p. 322 et [Ro 5] p. 117). Par contre, pour le cas d'une ligne comportant des pertes, on n'a pas trouvé, dans la littérature, de graphique complet et précis (cf. par exemple [Le 2] p. 324 ou [Ro 5] p. 124). Il était donc intéressant de le faire exécuter par ordinateur et table traçante, avec nos données numériques, à une fréquence qui nous intéresse. Les formules de départ sont les suivantes :

- module :
$$\frac{|V(x)|}{|V_g|} = \sqrt{\frac{\cos^2 \beta x + \mathrm{sh}^2 \alpha x}{\cos^2 \beta \ell + \mathrm{sh}^2 \alpha \ell}} \qquad (10)$$

- phase : la formule générale exacte, trop longue à écrire, se simplifie pour une résonance quart d'onde ($\cos \beta \ell = 0$) en donnant :
$$\mathrm{tg}\, \varphi = - \coth \alpha x \, . \, \mathrm{cotg}\, \beta x \qquad (11)$$

tandis que le dénominateur de (10) se réduit à : $\mathrm{sh}^2 \alpha \ell$.

Ces formules découlent de (2) et (4) (§ 3), compte tenu de la condition à la limite : $V(-\ell) = V_g$ et après séparation du module et de l'argument de $V(x)$.

Les courbes "machine" obtenues sont reproduites sur la planche III. L'aspect des enveloppes est bien conforme à nos prévisions. Mais, si l'on s'attendait, pour les graphes instantanés, à une forme différente de la sinusoïde, bien que les vibrations de chaque point restent sinusoïdales dans le temps (du fait de la variation de phase- différence avec le cas idéal -), on

trouve, pour T/8 et T/4 , des points anguleux assez curieux pouvant laisser craindre une erreur systématique dans le programme. Celui-ci présentait en effet quelques"traquenards," en raison de la périodicité des fonctions, finalement circonvenus par PHAM TAT DAT, au moyen d'une formulation adéquate, après quelques essais infructueux. Je présente donc ce résultat SOUS TOUTES RESERVES.

(5) - Méthode de mesure sans approximation (pertes élevées).

(A) Détermination analytique exacte des quatre caractéristiques d'une ligne.

La méthode générale du court-circuit - circuit ouvert, à une fréquence quelconque, n'avait jamais été poussée, même théoriquement, jusqu'à expliciter les quatre inconnues : R_c , C_c , α et β au moyen des quatre données : R_{cc} , C_{cc} et R_{co} , C_{co} . Ce premier objectif a été atteint [Sa 6].

On a vu cependant que les mesures R_{co} et C_{co} ne représentent pas en réalité, l'image d'une impédance de sortie infinie mais celle de C_s . L'utilisation des formules complètes suppose donc un tracé préalable du spectre de la capacité (en court-circuit par exemple), dans l'intervalle de deux modes consécutifs au moins, pour la détermination de C_s . La compensation de C_s par une inductance $(-C_s)$ branchée sur la sortie reconstitue le circuit ouvert théorique et l'application des formules établies devient possible. Toutefois, leur complexité les rend peu commodes pour un usage courant au laboratoire. Aussi a-t-on recherché une résolution graphique, mentionnée au paragraphe suivant.

(B) Détermination graphique exacte des mêmes paramètres, au moyen d'un abaque nouveau.

(a) - Mesure des deux composantes de Z_c sur l'abaque cartésien.

On sait ([Sa 6] p. 1 et 9) que, si l'on pose :

$$\frac{1}{Z_c} = Y_c = r_c\, e^{j\varphi} \Longrightarrow \begin{cases} G_c = r_c \cos\varphi \\ B_c = C_c\omega = r_c \sin\varphi \end{cases},$$

r_1 , φ_1 et r_2 , φ_2

désignant les coordonnées polaires respectives de A_o et de B_o , images

du court-circuit et du circuit ouvert compensé, à une fréquence donnée, il existe les relations :

$$r_c = \sqrt{r_1 r_2} \qquad (1)$$

et

$$\varphi = \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2} \qquad (2) \ .$$

Les formules (1) et (2) justifient, sur le graphique (52) b. 1. (diagramme cartésien à coordonnées non réduites et à échelles égales sur les deux axes), les constructions géométriques suivantes :

- report de OB_o en OB' , sur le prolongement de A_oO , du côté opposé à A_o par rapport à O,
- tracé du cercle de diamètre A_oB' et de la normale à OA_o en O ,
- report de OH sur la bissectrice de l'angle $(\overrightarrow{OA}_o , \overrightarrow{OB}_o)$.

Les projections sur les axes du point encerclé de cette bissectrice sont les deux composantes de Z_c (nombres en italique).

ⓑ - Mesure de α et de β sur l'abaque nouveau.

Les formules établies pour α et β ([Sa 6] p. 8, formules (26) et (27)) peuvent s'écrire, en employant les longueurs des segments construits sur la figure 52. b. 1 :

$$\alpha = \frac{1}{2\ell} \operatorname{Argch} \frac{OA_o + OB_o}{A_oB_o} \qquad (3)$$

$$\beta = \frac{1}{2\ell} \operatorname{Arcos} \frac{OA_o - OB_o}{A_oB_o} + \frac{k\pi}{\ell} \qquad (4)$$

Construisons, sur un autre graphique (fig. 52. b. 2.), un triangle $MF'F$ semblable à OA_oB_o , à une transposition dans l'espace près, tel que les points M, O ; F', A_o et F , B_o se correspondent deux à deux, la longueur F'F étant fixée arbitrairement à l'avance. Il existe, entre autres, deux constructions géométriques possibles :

(i) - intersection des cercles de rayons OA et OB, centrés en F' et F respectivement (obtenus sur la fig. 52. b. 1 en portant F'F en A_oA' et et en menant les parallèles A'B et BA)

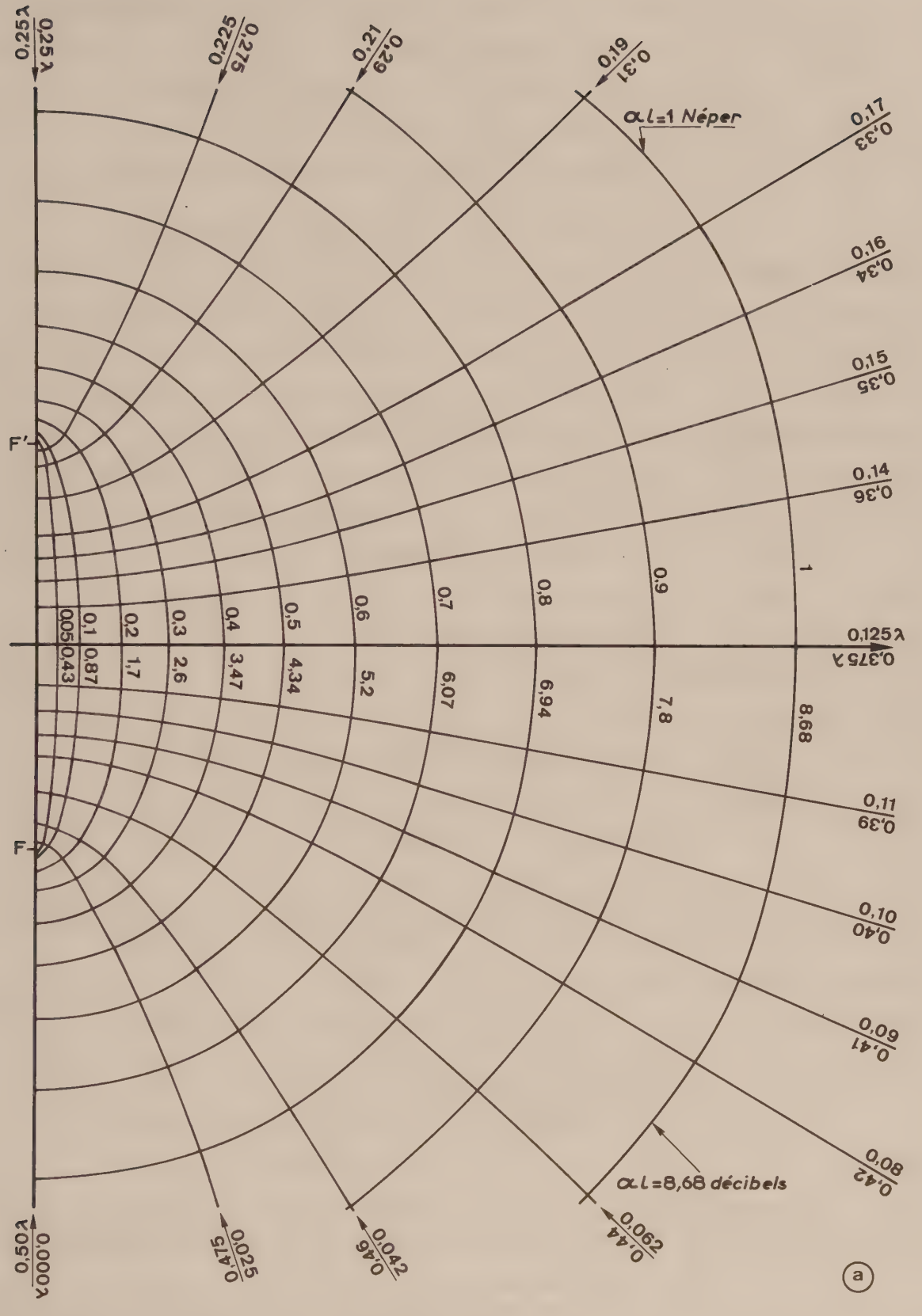


Figure 52 : ⓐ - Abaque permettant la détermination graphique simultanée des constantes d'atténuation et de phase d'une ligne à pertes élevées.
ⓑ - Exemple d'utilisation et quelques points de mesure montrant l'élévation de α avec la fréquence.

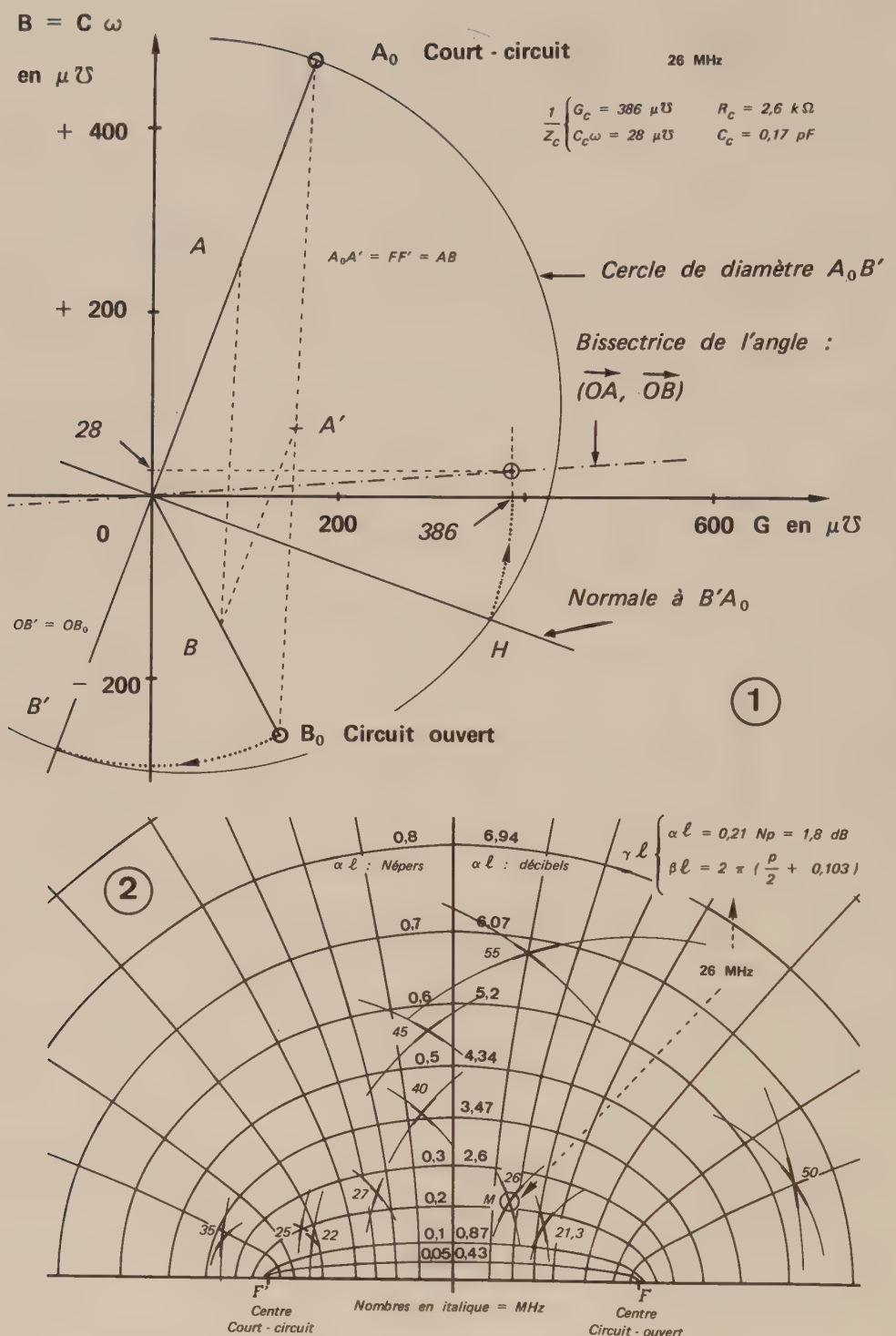


Figure 52-b : Détermination graphique exacte des quatre caractéristiques d'une ligne (Z_c et γ complexes) à partir d'une mesure en court-circuit et d'une mesure en circuit ouvert (compensé), pour une fréquence quelconque.

Exemple de la ligne téflon à 26 MHz :

① - le diagramme cartésien, à coordonnées non réduites et à même échelle sur les deux axes fournit les deux composantes parallèles : réelle : $G_c = 1/R_c$ et imaginaire $C_c \omega$ de l'impédance caractéristique : $1/Z_c = G_c + j\, C_c \omega$.

② - le diagramme nouveau fournit $\alpha\ell$ et $\beta\ell$ à partir des cercles de rayons OA et OB relevés sur le graphique précédent. Les nombres en italique inscrits sur ce diagramme représentent des fréquences en MHz.

(ii) - introduction des grandeurs OA_o , OB_o et A_oB_o dans (3) et (4); on en tire les nombres $\alpha\ell$ et $\beta\ell$ à $k\pi$ près, au moyen d'une table, puis l'on construit :

- l'ellipse de foyers F' et F définie par la relation :

$$MF' + MF = F'F \operatorname{ch} 2\alpha\ell \qquad (5)$$

- l'hyperbole homofocale définie par la relation :

$$MF' - MF = \pm F'F \cos 2\beta\ell \qquad (6)$$

Le point M coïncide avec l'une des quatre intersections de ces deux coniques homofocales. Comme le signe de MF' - MF est connu, on peut éliminer deux de ces intersections, situées sur la même branche d'hyperbole. Entre les deux autres, qui se correspondent par symétrie d'axe F'F (ou rotation de π dans l'espace autour de cet axe = transposition), le choix est déterminé par le sens du triangle. Par exemple, sur la figure 52. b, les triangles égaux OAB et MF'F ne sont pas superposables par translation. Un double repérage des demi-branches d'hyperbole permettra de distinguer entre les deux cas.

En donnant à $\alpha\ell$ et à $\beta\ell$ une série de valeurs arbitraires, il a été possible de quadriller le demi-plan (fig. 52. a), afin d'associer à chaque point, construit suivant la méthode (i), deux nombres de ce système de coordonnées curvilignes orthogonales. On a détaillé un exemple à 26,00 MHz et reporté, sur le diagramme nouveau, une série de résultats, obtenus à différentes fréquences, montrant l'accroissement de α avec la fréquence. Une compensation précise de la capacité parasite de l'extrêmité ouverte est nécessaire.

(6)- Prolongements de l'analyse des spectres à faibles pertes.

Les propriétés très simples établies théoriquement dans ce paragraphe et vérifiées avec une précision égale à l'incertitude systématique qu'elles comportent n'ont encore jamais été, à ma connaissance, formulées ni expérimentées, à propos des lignes à retard.

(A.) Extrêmums - Nouvelle expression de α .

L'écart de fréquence des deux extrêmums qui encadrent le point demi-onde, sur le spectre de la capacité en court-circuit, tendant vers zéro avec α , on s'attend à trouver une relation entre ces grandeurs. On va effectivement l'établir en recherchant la position de ces extrêmums.

Dérivons, dans ce but, la relation (11) paragraphe 3, dans l'hypothèse,

suggérée par l'expérience, où les deux composantes de Z_c sont des constantes. En désignant par des lettres accentuées, C'_{cc} , α' et β' , les dérivées par rapport à la fréquence, on obtient :

$$C'_{cc} = \frac{2}{(\mathrm{ch}\, 2\alpha\ell - \cos 2\beta\ell)^2} \left[\left(C_c \alpha' + \frac{G_c}{\omega} \beta' \right) (1 - \mathrm{ch}\, 2\alpha\ell \cos 2\beta\ell) \ldots \right.$$

$$\left. \ldots + \frac{\pi G_c}{\ell \omega^2} \sin 2\beta\ell\, (\mathrm{ch}\, 2\alpha\ell - \cos 2\beta\ell) + \left(\frac{G_c}{\omega} \alpha' - C_c \beta' \right) \sin 2\beta\ell\, \mathrm{sh}\, 2\alpha\ell \right] \qquad (1)$$

Les extrêmums concernés étant très voisins du point demi-onde, donnons, à partir d'une valeur ν_o de la fréquence en ce point, un petit accroissement de fréquence algébrique, que l'on notera : φ . L'accroissement correspondant du coefficient de phase : β_o , tel que :

$$\beta_o \ell = p\pi \qquad \text{(p entier), sera noté :}$$

$$\Delta\beta = \frac{d\beta}{d\nu} \Delta\nu = \beta' \varphi \qquad (2)$$

Il engendre un accroissement ε de l'argument des fonctions trigonométriques contenues dans (1) :

$$\varepsilon = \Delta(2\beta\ell) = 2\ell\beta' \varphi \qquad (3)$$

qui tend vers zéro avec φ.

On considère maintenant $\alpha\ell$ et ε comme infiniment petits du premier ordre. Justifions cette approximation d'après les résultats expérimentaux du paragraphe 4 :

$$\beta = \frac{\omega}{v} \quad \Longrightarrow \quad \beta' = \frac{2\pi}{v} \left(1 - \nu \frac{v'}{v} \right) \qquad (4)$$

En prélevant des valeurs moyennes sur la planche VII. a. et sur le tableau correspondant à la planche V (non reproduit dans cette thèse), on obtient, par application de (4) :

$$\overline{\beta'} = 2,12.10^{-6}\ \mathrm{m}^{-1}.\mathrm{s} \qquad \text{et} \qquad \overline{\varphi} = 13\ \mathrm{kHz} \ . \qquad (5)$$

Ces valeurs, reportées dans (3), donnent : $\overline{\varepsilon} \approx 9.10^{-2}$ rd.

On trouve parallèlement, sur la planche VIII : $\alpha\ell \approx 6.10^{-2}$ Np,

où l'on peut également estimer α' : $\overline{\alpha'} \approx 5,4.10^{-9}\ \mathrm{m}^{-1}.\mathrm{s}$. (6)

Développons, au 3e ordre près par rapport à $\alpha\ell$ et à ε , les fonctions trigonométriques ou hyperboliques du numérateur de (1), égalé à zéro,

puisque l'on cherche les zéros de la dérivée :

$$\left(C_c \alpha' + \frac{G_c}{\omega}\beta'\right)\left(\frac{\varepsilon^2}{2} - 2\alpha^2\ell^2\right) + \frac{\pi G_c}{\ell\omega^2}\varepsilon\left(2\alpha^2\ell^2 + \frac{\varepsilon^2}{2}\right) \quad \ldots$$

$$\ldots + 2\left(\frac{G_c}{\omega}\alpha' - C_c\beta'\right)\varepsilon\alpha\ell = 0 \qquad (7)$$

$\frac{G_c}{\omega}\beta'$ étant, d'après (5), du même ordre de grandeur que $\frac{G_c}{\omega^2}$, le second terme de (7), du 3e ordre en $\alpha\ell$ et ε peut encore être négligé. De plus, dans le premier terme, $C_c\alpha'$ est tout à fait négligeable devant $\frac{G_c}{\omega}\beta'$ car leur rapport : $\frac{C_c\omega}{G_c}\frac{\alpha'}{\beta'}$ se compose de deux facteurs infiniment petits, le premier, en vertu des relations (25), (26) ou (27) du paragraphe 3 et le second de (5) et (6) (ci-dessus). La relation (7) devient, en ordonnant le trinôme du second degré en ε :

$$\frac{G_c}{\omega}\frac{\beta'}{2}\varepsilon^2 + 2\alpha\ell\left(\frac{G_c}{\omega}\alpha' - C_c\beta'\right)\varepsilon - 2\alpha^2\ell^2\frac{G_c}{\omega}\beta' = 0$$

ou, plus simplement :

$$\frac{\varepsilon^2}{2} + 2\alpha\ell\left(\frac{\alpha'}{\beta'} - \frac{C_c\omega}{G_c}\right)\varepsilon - 2\alpha^2\ell^2 = 0 \qquad (8)$$

Un tel groupement fait apparaître un terme du 3e ordre (celui en ε), que l'on néglige comme le précédent, d'où les solutions évidentes de (8) :

$$\varepsilon_1 = +2\alpha\ell \qquad \varepsilon_2 = -2\alpha\ell \qquad (9)$$

c'est-à-dire, d'après (3) :

$$\boxed{\varphi_1 = \frac{\alpha}{\beta'} \quad \text{et} \quad \varphi_2 = -\frac{\alpha}{\beta'}} \qquad (10),$$

résultat qui s'exprime encore, compte tenu de (2) :

$$\boxed{\alpha = \pm\,\Delta\beta_o} \qquad (11)$$

en posant : $\Delta\beta_o = \beta_m - \beta_o$,

(β_m étant la valeur prise par β à la fréquence du maximum β_{max} ou à celle du minimum β_{min}).

Les amplitudes extrêmales C_{max} et C_{min} s'obtiennent en reportant (9) dans (11) paragraphe 3. B., après l'avoir développée en $\alpha\ell$ et ε, au 3e ordre près :

$$C_m = \frac{2\alpha\ell\, C_c - \mathcal{E}\, G_c/\omega}{2\alpha^2\ell^2 + \mathcal{E}^2/2} = \frac{C_c \pm G_c/\omega}{2\alpha\ell} \qquad (12).$$

Il y a symétrie par rapport au point d'ordonnée $C_c/2\alpha\ell$, moitié de l'ordonnée du point d'inflexion (fig. 53). Une nouvelle simplification résulte de (25) paragraphe 3. : $\frac{C_c\omega}{G_c}$ négligeable devant l'unité, d'où :

$$\boxed{C_m = \pm \frac{G_c}{2\alpha\ell\,\omega}} \qquad (13)$$

C'est cette dernière relation qui justifie l'une des méthodes de détermination graphique simultanée de la capacité parasite d'entrée et de la fréquence de résonance (cf. § 3.E.).

On peut développer la formule (10), espérée au début de ce paragraphe entre α et l'écart de fréquence des extrêmums, compte tenu de (4) :

$$\alpha = \frac{2\pi}{v}\left(1 - \nu_o \frac{v'}{v}\right)\varphi$$

(en posant : $\varphi_o = \varphi_1 = -\varphi_2$) et de (1) paragraphe 4 :

$$\boxed{\alpha = \frac{p\pi}{\ell}\frac{\varphi_o}{\nu_o}\left(1 - \frac{p}{2\ell}v'\right)} \qquad (14).$$

Il suffit donc de construire, dans l'intervalle de deux résonances demi-onde consécutives, le spectre de la composante imaginaire, image du court-circuit, pour pouvoir appliquer la formule (14). En effet, on a indiqué la méthode de mesure de p et de v au paragraphe 4. A. a. Les deux déterminations de v pour les modes p et p + 1 fournissent une très bonne valeur approchée de v' . L'écart φ_o et la fréquence ν_o étant mesurés au synthétiseur, avec une très bonne précision, l'incertitude principale sur α est celle de la formule (14) elle-même (incertitude systématique absolue $\approx \alpha^2$).

Exemple : $\nu_o = 9557{,}6$ kHz (fig. 50) $\quad p = 8 \quad \varphi_o = 9{,}3$ kHz

$$v' \approx \frac{\Delta v}{\Delta \nu} = -\,86.10^{-3}\ \text{m} \qquad \ell = 1{,}66\ \text{m}.$$

On trouve : $\alpha = 1{,}77.10^{-2}$.

Cette valeur, déduite du spectre de la composante imaginaire seule, est

en très bonne concordance avec celle obtenue par la méthode du paragraphe 4. B. b. n'utilisant que la composante réelle de l'image du court-circuit ($\alpha = 1,75.10^{-2}$ - cf. planche VIII- ligne téflon). Cette vérification était prévisible d'après celle du paragraphe 4. C. où les données tirées de ce dernier spectre avaient permis une reconstitution du premier (au moyen de la formule (11)-§ 3.), en très bonne coïncidence avec les points expérimentaux (fig. 51).

En résumé, chaque spectre, (de la composante réelle ou imaginaire de l'image du court-circuit) considéré séparément, contient toutes les informations nécessaires et suffisantes au calcul des caractéristiques de la ligne et à la reconstitution de l'autre, dans l'approximation des faibles pertes. Cette propriété n'est pas particulière aux lignes à retard. Le paragraphe suivant la replace dans son cadre physique beaucoup plus général.

(B.) Relations de DISPERSION.

(a) - Relations particulières aux extrêmums - Analogie physique.

Si l'un des spectres n'apporte aucune information supplémentaire à celles contenues dans l'autre, globalement, on peut être tenté de considérer comme indépendantes les ordonnées des points particuliers de chacun d'eux :

$$C_{max} = f_1(R_c, \alpha) \quad ; \quad G_{max} = f_2(R_c, \alpha) \qquad (15),$$

d'autant plus qu'ils ne se produisent pas à la même fréquence (l'écart relatif étant du premier ordre en α ,formule (14), fig. 53). Le système (15), à deux inconnues, permettrait une détermination plus précise de R_c et de α que celle indiquée au paragraphe 4. B. b., puisque localisée à une bande de fréquences très étroite. Or, les deux fonctions f_1 et f_2 ne sont pas mathématiquement indépendantes et la résolution du système (15) n'est pas possible ; il conduit à la relation (formules (13) § 6 et (15) § 3) :

$$\boxed{B_{max} - B_{min} = G_{max}} \qquad (16)$$

montrant qu'on ne peut pas considérer ces extrêmums comme résultant de deux mesures distinctes (bien que tel soit le cas), mais comme deux aspects équivalents de la même mesure.

On reconnaît en (16) la relation familière de l'Optique ([Br 3] p. 434) entre les indices de réfraction et d'extinction dans une région dite de "disper-

sion anormale" ou celle reliant les deux composantes de la permittivité complexe d'un diélectrique.

On va compléter l'analogie en prouvant, moyennant quelques hypothèses justifiées par le paragraphe A., l'identité des formules théoriques des lignes, au 3e ordre près, avec celles de la théorie de l'absorption dipolaire de DEBYE [Ka 2] p. 125. En effet, développons (10) et (11)-§ 3 (en substituant B à $C\omega$ pour l'homogénéité) :

$$G_{cc} = \frac{2\alpha\ell\, G_c + B_c \mathcal{E}}{2\alpha^2\ell^2 + \mathcal{E}^2/2} \qquad B_{cc} = \frac{2\alpha\ell\, B_c - \mathcal{E} G_c}{2\alpha^2\ell^2 + \mathcal{E}^2/2}$$

sachant que B_c est négligeable devant G_c (formule (25)-§ 3.) et que $\mathcal{E}$ vérifie la formule (3), on trouve :

$$G_{cc} = \frac{\alpha}{\ell} \cdot \frac{G_c}{\alpha^2 + \beta'^2 \varphi^2} \qquad B_{cc} = -\frac{1}{\ell} \cdot \frac{G_c \beta' \varphi}{\alpha^2 + \beta'^2 \varphi^2} \qquad (17)$$

φ = petit accroissement de fréquence algébrique, à partir de ν_o ($\frac{1}{2}$ onde)

Si l'on admet, outre l'hypothèse du paragraphe A. :

$$\frac{d G_c}{d\nu} = 0 \quad ,$$

$$\frac{d\alpha}{d\nu} = 0 \qquad \text{et} \qquad \frac{d^2\beta}{d\nu^2} = 0 \qquad (18),$$

les expressions (17) permettent de retrouver, plus simplement qu'en A., les mêmes résultats et s'identifient, à une constante additive près sur la partie réelle, aux formules de DEBYE [Ka 2] p. 125.

Les graphes de ces dernières sont différents de ceux de la figure 53 pour la simple raison qu'on n'en représente que la moitié ($\omega > 0$), en abscisses logarithmiques. Par contre le graphe cartésien circulaire (fig. 54 et planche IX. a.) se confond avec la représentation dite de COLE et COLE en A. D. D. limitée au demi-plan supérieur [loc. cit].

Remarques :

► (i) - Il n'est pas équivalent, mathématiquement, de permuter les deux opérations du paragraphe A : dérivation - développement limité. On remarque en effet que l'ordre inverse de celui adopté en A. ne conduit au même résul-

tat, plus simplement, que moyennant deux hypothèses supplémentaires (18), pas du tout évidentes a priori. Il suffit, en effet, d'observer, sur la planche VIII. b., la variation expérimentale de α entre 5 et 20 MHz pour s'en convaincre. Mais puisque finalement les formules (10) et (13) découlent facilement d'une dérivation de (17) impliquant les relations (18), ces dernières doivent être considérées comme justifiées dans l'étroite bande de fréquence considérée.

►(ii)- Les mêmes approximations montrent que le zéro de B' et ceux de C' sont identiques, ce que l'on ne pouvait pas prévoir à l'avance.

On voit aisément sur (17) que :

$$\varphi = 0 \qquad \text{entraîne} \qquad G'_{cc} = 0$$

résultat déjà annoncé au paragraphe 3.E. b. pour la détermination des fréquences de résonance. De plus, les ordonnées de G_{cc} , correspondant aux abscisses des extrêmums de B_{cc} (déduites de (10) et (17), fig. 53) valent :

$$\boxed{G_1 = G_2 = G_{max}/2 = G_c/2\,\alpha\ell} \qquad (19)$$

Ⓑ - Vérifications expérimentales.

On peut prévoir ces vérifications avec une précision relative de l'ordre de $\frac{\alpha^3\ell^3}{\alpha\ell} = \alpha^2\ell^2$ (incertitude systématique des formules ≈ du pourcent), augmentée des erreurs de mesure au RX-mètre, soit au total ≈ 3 à 5 %. On sera surpris de constater que, dans la plupart des cas, l'écart relatif est inférieur à 1 % , précision dépassant de loin celle permise par les mesures d'optique ou d'A. D. D., ces dernières utilisant cependant la même technique [Ka 2] p. 123 mais dans une gamme de fréquence très étendue.

►(i) - Vérification des relations particulières.

Les tableaux de mesures, dont sont issues les planches V et VI fournissent les valeurs du tableau III ci-après permettant la vérification des relations (16) et (19) entre 8,5 et 19 MHz.

La précision moyenne est meilleure que 1 % en ce qui conçerne la formule (16) reliant deux maximums : dans l'intervalle $9 \leqslant p \leqslant 20$. L'erreur sur les deux premiers modes est supérieure car l'étalonnage du RX-mètre, à la limite du champ d'utilisation, vers - 100 pF, s'est révélé quelque peu dé-

faillant par la suite.

Il n'est pas étonnant que la formule (19) soit un peu moins bien vérifiée ($< 1,5$ % pour $1/G_1$) car elle relie un extrêmum à un point d'une courbe à forte pente, affecté davantage par la dérive. Enfin, l'erreur concernant $1/G_2$ ($< 3,5$ %) est encore supérieure car sa mesure exige, contrairement à la précédente l'utilisation d'une inductance auxiliaire au RX-mètre, afin de dépasser la limite de sa graduation positive de + 20 pF.

La précision de cette vérification dépasse donc toutes les espérances puisque l'incertitude des mesures au RX-mètre passe inaperçue, sauf en cas d'utilisation d'une inductance auxiliaire. Elle ne diminue pas aux fréquences élevées (< 1 %), ce qui laisse supposer la validité des relations particulières de Dispersion bien au-delà de l'approximation $\alpha\ell$ qui atteind près de 12 % à 19 MHz.

Observons enfin qu'une telle cohérence des résultats atteste des performances de l'appareillage : synthétiseur associé au RX-mètre dont on a déjà souligné l'excellence (§ 2. A. et 2. C.).

►(ii) - Vérification d'ensemble des formules de DEBYE.

En éliminant $\beta'\varphi$ entre les formules (17), on obtient :

$$B_{cc}^2 + G_{cc}^2 - \frac{G_c}{\alpha\ell} G_{cc} = 0$$

C'est l'équation d'un cercle tangeant à l'axe des susceptances, au point origine, dans le plan complexe (B_{cc} , G_{cc}), dont le rayon vaut : $G_c/2\alpha\ell$,

$$\text{puisque : } B_{cc} = 0 \implies \begin{cases} (G_{cc})_1 = 0 \\ (G_{cc})_2 = G_c/\alpha\ell \end{cases} .$$

On retrouve bien l'image du court-circuit à la résonance demi-onde (formule (15) § 3). Par contre, l'approximation $G_c\,\alpha\ell$ au point quart d'onde est réduite à zéro, ce qui ne saurait surprendre en vertu de la note accompagnant les formules (17).

En réalité, le cercle d'approximation du graphe cartésien doit être orthogonal au cercle limite de SMITH comme le montre la planche IX. a. où il est représenté, à l'échelle, en coordonnées réduites. Toutefois :

$(c) = \left|\frac{(a) - (b)}{(b)}\right|$ $(g) = \left|\frac{(d) - (f)}{(f)}\right|$ $(h) = \left|\frac{(e) - (f)}{(f)}\right|$

p Mode $\frac{1}{2}$ onde	ν_o MHz	(a) $C_{ma} - C_{mi}$ pF	(b) G_{max}/ω_o $\mu\mho$/MHz	(c) %	(d) $1/G_1$ Ω	(e) $1/G_2$ Ω	(f) $2/G_{ma}$ Ω	(g) %	(h) %
7	8,524 8	233	251	7			148,6		
8	9,557 6	173	182,5	5	181	191	182,4	< 1	5
9	10,487 7	133,3	133	< 0,5	228	240	228	< 0,5	5
10	11,420 8	105,3	103,6	< 2	273	263	269	< 2	2
11	12,262 1	81,1	81,1	< 1	325	312	320	< 2	2,5
12	13,123 3	66,2	65,9	< 0,5	368	347	368	< 0,5	6
13	13,896 1	55,3	54,8	< 1	422	432	418	1	3,5
14	14,700 7	46,5	46,2	< 1	467	488	468	< 0,5	4,5
15	15,441 2	39,3	39,3	< 0,5	516	542	524	< 2	3,5
16	16,204	34,1	34,0	< 0,5	575	605	578	0,5	5
17	16,918	30,4	30,35	< 0,5	600	635	620	3	2,5
18	17,660	26,6	26,1	< 2	700	700	690	1,5	1,5
19	18,359	24,1	23,9	< 1	726	725	725	< 0,5	< 0,5
20	19,079	21,9	21,7	< 1	767	760	768	< 0,5	< 0,5

Tableau III.

▪- la rotation sur ce cercle n'est pas du tout proportionnelle à $\beta\ell$ (contrairement au cercle du diagramme de SMITH cf.-plus loin) , en sorte que, dans l'étroite bande de fréquence $[\nu_o + \varphi_1 \ , \ \nu_o + \varphi_2]$, on en décrit exactement la moitié (exemple de la figure 54 où le premier demi-cercle est parcouru, à partir de 12,252 MHz, en 18 kHz, tandis qu'il faut 850 kHz pour le décrire entièrement depuis l'origine).

▪- les points quart d'onde sont très près de l'origine, à l'échelle du graphique, (cf. fig. 54 où ils se groupent tous sur 1 mm de longueur) en sorte que le cercle représentatif des formules de DEBYE fournit encore un diagramme précis.

Ⓒ - Réflexions sur la transformation de HILBERT.

► (i) - Aspect physique.

L'analogie entre la théorie des lignes à faibles pertes et l'A.D.D., concrétisée par l'identité des formules, au voisinage de la résonance demi-onde, n'est pas du tout fortuite. Le comportement macroscopique du résonateur ligne, dont la faible atténuation (α) réagit sur la phase (β), n'est pas essentiellement différent de l'oscillateur dipolaire microscopique, faiblement amorti, pour une excitation de champ électrique dont la période devient voisine de sa constante de temps de relaxation τ (hypothèse de DEBYE : dépolarisation en $e^{-t/\tau}$ à partir de l'interruption d'un champ constant). Au surplus, l'analogie des méthodes expérimentales est complète : dans un cas comme dans l'autre, on mesure une impédance d'entrée, au moyen d'un pont alternatif, alimenté par un oscillateur.

On sent peut-être mieux le lien physique qui peut exister entre l'absorption (α) et la dispersion (β) (au regard, par exemple, de la théorie classique de l'absorption diffusion dispersion [Ka 0] p. 381)qu'entre G_{cc} et C_{cc} (formules (10) et (11) - § 3.). Cependant, la résolution du système en $\alpha\ell$ et $\beta\ell$ permettrait d'établir ce lien. On l'a déjà obtenu, d'une autre façon, au début de ce paragraphe (formule (11) - § 6.), sous une forme extrêmement simple : $\alpha = \pm \Delta\beta_o$, dans l'approximation des faibles pertes.

►(ii) - Aspect mathématique.

La grande généralité des relations de Dispersion, qui interviennent notamment en physique corpusculaire dans la théorie des particules élémen-

taires, a pour origine la linéarité des équations reliant une cause (tension, courant, champ électrique...) à l'effet correspondant (courant, tension, polarisation du diélectrique...). La fonction réponse (impédance complexe, permittivité complexe...) jouit alors des propriétés des fonctions analytiques [Sc 3] p. 296, se traduisant par des relations d'ensemble entre la partie réelle et la partie imaginaire, qu'on appelle relations de DISPERSION ou de KRAMERS-KRONIG [Gr 3] p. 188. Les mathématiciens nomment : transformation de HILBERT, la transformation : T reliant la partie réelle : $G(\omega)$ à la partie imaginaire : $B(\omega)$ d'une fonction réponse, telle que :

$$G(\omega) = T\,B(\omega) \qquad \text{et} \qquad B(\omega) = T^{-1}\,G(\omega)\ . \tag{20}$$

On connait deux expressions mathématiques de T :

- l'une contenant deux intégrales mais pas de pôle [Le 0'] p. 495-6 :

$$\left.\begin{aligned} (T) \qquad G(\omega) &= -\frac{2}{\pi}\int_0^\infty \cos \omega t\, dt \int_0^\infty B(u) \sin ut\, du \\ (T^{-1}) \qquad B(\omega) &= -\frac{2}{\pi}\int_0^\infty \sin \omega t\, dt \int_0^\infty G(u) \cos ut\, du \end{aligned}\right\} \tag{21}$$

- l'autre contenant une seule intégrale et un pôle [Sc 3] p. 298 :

$$\left.\begin{aligned} (T) \qquad G(\omega) &= \frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{B(x)\,dx}{\omega - x} \\ (T^{-1}) \qquad B(\omega) &= -\frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty} \frac{G(x)\,dx}{\omega - x} \end{aligned}\right\} \tag{22}$$

On peut vérifier, en particulier, au moyen du couple de relations (21) ou (22) que les équations de DEBYE, (formules (17)) établies pour les lignes à faibles pertes, au voisinage de la résonance demi-onde, où elles rendent très bien compte de leur comportement, se correspondent bien par la transformation T .

► (iii) - Propriété des extremums.

La transformation de HILBERT relie non seulement les équations approchées de DEBYE mais encore des formules beaucoup plus compliquées telles que celles du système (10) et (11)- § 3, où les quatre paramètres G_c , C_c , α et β sont des fonctions de ω . Comme on a observé, d'autre part, que la vérification de la formule (16) s'effectue, dans toute la gamme de fré-

quences explorée, avec une précision dépassant largement l'approximation des faibles pertes (pour laquelle la propriété des maxima s'applique en toute rigueur), on était tenté d'inférer la validité de cette propriété pour tout couple de fonctions s'échangeant par la transformation de HILBERT, au voisinage d'un pic symétrique de l'une d'elles.

On a cherché une réponse rapide à cette question de la façon suivante. Considérons, en raison de sa simplicité, la fonction "triangulaire" composée de deux segments linéaires symétriques (fig. 53 bis), définie par les relations :

$$\begin{cases} G(\varphi) = -a|\varphi| + b \\ \text{si} \quad |\varphi| \leqslant \dfrac{b}{a} \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} G(\varphi) = 0 \\ \text{si} \quad |\varphi| > \dfrac{b}{a} \end{cases} \qquad \begin{cases} a > 0 \\ b > 0 \end{cases} .$$

On a trouvé plus commode d'utiliser les équations (22) pour appliquer la transformation. Elle revient à l'intégrale d'une fonction homographique, donnant un logarithme, au comportement duquel on doit être attentif, au voisinage de zéro, et compte tenu du signe de la quantité sur laquelle il porte. On obtient, après quelques calculs :

$$\left.\begin{array}{l} B(\varphi) = T^{-1} G(\varphi) = -\dfrac{1}{\pi} \operatorname{Log} \left[\left(\dfrac{b^2}{a^2 \varphi^2} - 1 \right)^{a\varphi} \left(\dfrac{b + a\varphi}{b - a\varphi} \right)^{b} \right] \\ |\varphi| \leqslant \dfrac{b}{a} \end{array}\right\} \qquad (23)$$

La propriété que possède T de transformer une fonction paire en une fonction impaire est bien respectée, comme on peut s'en rendre compte en développant le logarithme. On observe également, comme conséquence (à moins une discontinuité à l'origine), ou directement, que : $B(0) = 0$.

Le calcul de la dérivée donne, après simplification :

$$\left.\begin{array}{l} \dfrac{d\,B(\varphi)}{d\varphi} = -\dfrac{a}{\pi} \operatorname{Log} \left(\dfrac{b^2}{a^2 \varphi^2} - 1 \right) \\ |\varphi| \leqslant \dfrac{b}{a} \end{array}\right\} \qquad (24)$$

C'est bien une fonction paire, comme on devait s'y attendre, tendant vers : $-\infty$ à l'origine et vers $+\infty$ aux bornes de l'intervalle. Elle s'annule

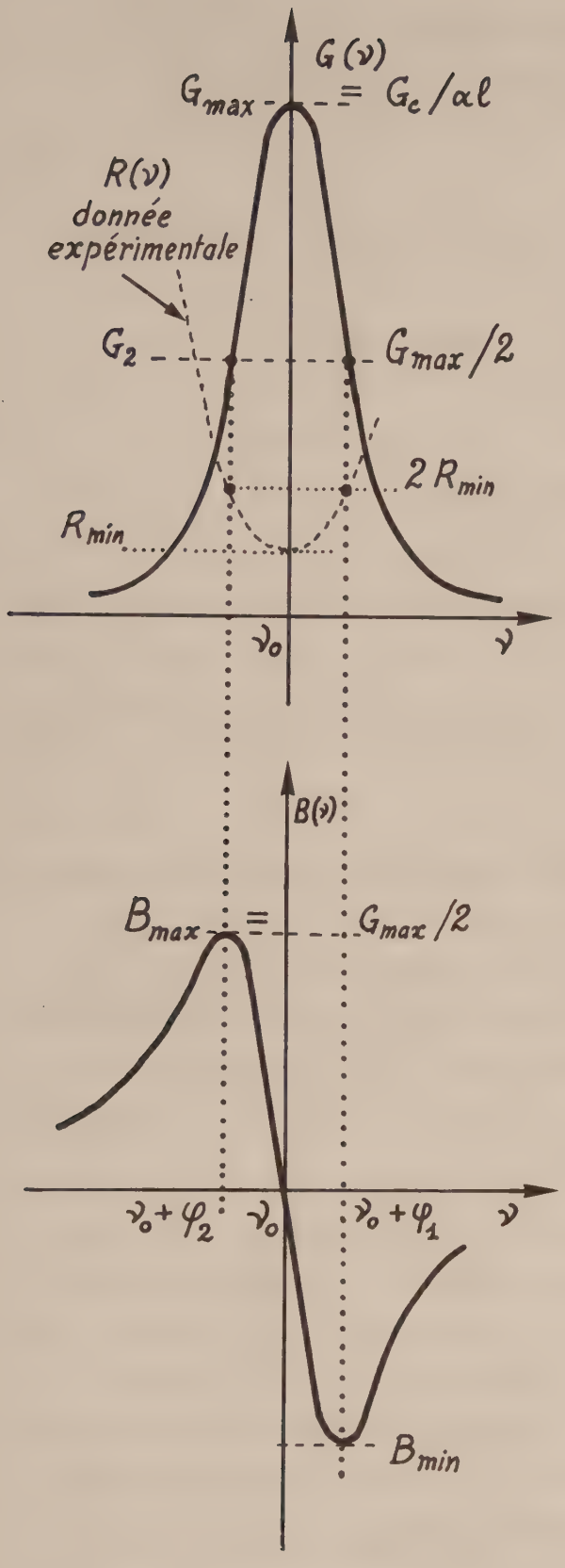


Figure 53.

Couple des fonctions de DEBYE transformées de HILBERT (Pente de la tangente d'inflexion : $-G_c \beta'/\alpha^2 \ell$).

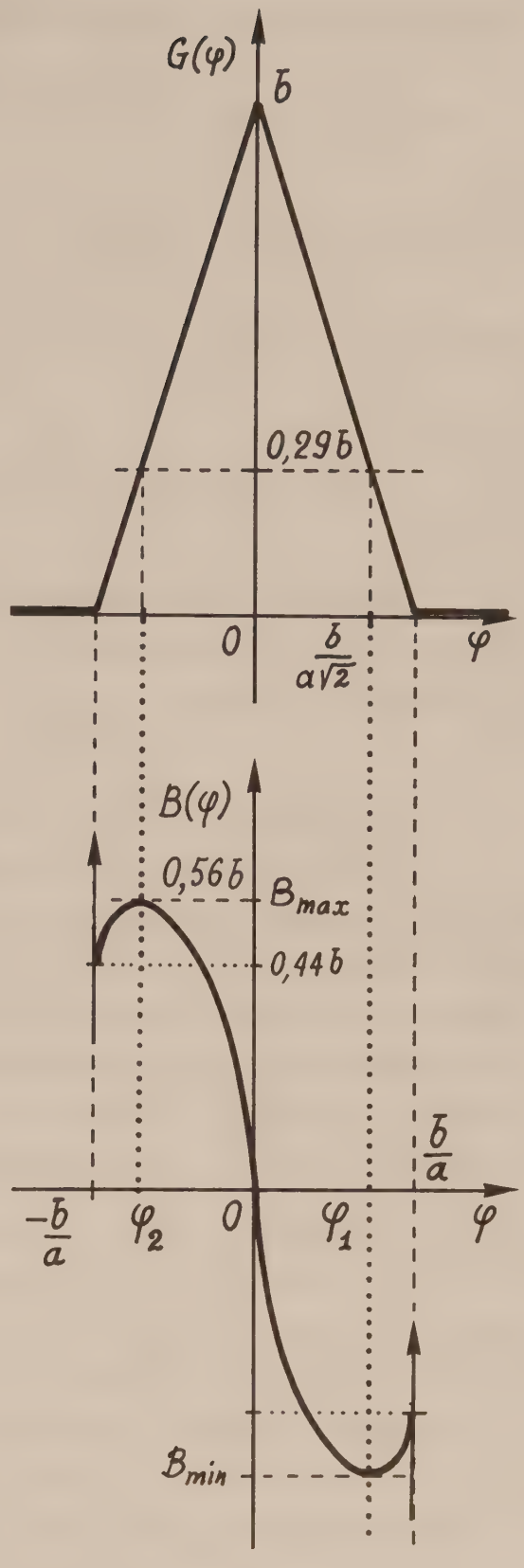


Figure 53 bis.

Transformation de HILBERT d'une fonction "triangulaire" paire (Axe des ordonnées tangent à la courbe).

pour les valeurs de φ vérifiant l'équation :

$$\frac{b^2}{a^2 \varphi^2} - 1 = 1$$

soit : $$\varphi_1 = \frac{b}{a\sqrt{2}} \quad \text{et} \quad \varphi_2 = -\frac{b}{a\sqrt{2}} \tag{25}$$

telles que : $$B(\varphi_1) = -B(\varphi_2) = -\frac{b}{\pi} \operatorname{Log} \frac{\sqrt{2}+1}{\sqrt{2}-1}$$

ou : $$B(\varphi_2) - B(\varphi_1) = \frac{2b}{\pi} \operatorname{Log} \frac{\sqrt{2}+1}{\sqrt{2}-1} = 1,126\ b \tag{26}$$

Remarquons que l'indétermination aux bornes de l'intervalle peut être levée ; on est conduit aux valeurs (fig. 53 bis) :

$$B\left(-\frac{b}{a}\right) = -B\left(\frac{b}{a}\right) = \frac{2b}{\pi} \operatorname{Log} 2 = 0,44\ b \tag{27}$$

DISCUSSION. -

Il semblerait qu'on puisse conclure, d'après (26), que la relation de DISPERSION relative aux extrêmums (16) ne soit vérifiée, en toute rigueur, que pour des couples de fonctions transformées particulières, telles que les relations de DEBYE (17). Ce serait une propriété approchée de la transformation de HILBERT et exacte de ces fonctions. Mais alors on n'aurait pas l'explication de la vérification expérimentale très précise de (16) hors des limites d'approximation de (17), aux fréquences élevées.

L'exemple choisi (fonction triangulaire), qui parait très particulier, représente, en réalité, d'une manière très approchée le comportement d'une fonction quelconque (paire et positive), au voisinage des points d'inflexion. Toutefois, l'existence d'un point anguleux au maximum de G (x) ne risquerait-il pas de modifier le résultat par rapport au cas d'une fonction dont la dérivée, continue, s'annule pour $x = 0$? Ceci semble peu probable puisque l'intégrale que nous calculons, afin d'effectuer la transformation T , reste continue en ce point.

La question n'est donc pas entièrement élucidée.

Ⓒ. Points d'inflexion du graphe de la capacité d'entrée (court-circuit). Nouvelles méthodes de mesure.

Bornons-nous à mentionner ici les résultats obtenus (cf. publication ultérieure).

Pente de la tangente d'inflexion (dans l'hypothèse des pertes faibles) :

point quart d'onde :
$$\left(C'_{cc}\right)_{\frac{\lambda}{4}} = \ell \frac{G_c}{\omega} \beta' \qquad (28)$$

point demi-onde :
$$\left(C'_{cc}\right)_{\frac{\lambda}{2}} = - \frac{G_c}{\omega \alpha^2 \ell} \beta' \qquad (29)$$

Les mesures de ces pentes au synthétiseur – RX-mètre sont très aisées. On observe une excellente linéarité. Les formules (28) et (29) peuvent donc se substituer aux formules (4) à (9) - §4. B. b. pour le calcul de R_c et α , au moyen seulement du spectre de la capacité d'entrée, image du court-circuit, entre deux résonances consécutives. On trouve :

▪ R_c : → vers 11 à 12 MHz : $\left(C'_{cc}\right)_{\frac{\lambda}{4}} = 16,7$ pF/MHz.

soit, avec la valeur de β' calculée plus haut : $R_c \approx 3\ k\Omega$.

→ vers 18 MHz : $\left(C'_{cc}\right)_{\frac{\lambda}{4}} = 13,45$ pF/MHz $\Rightarrow R_c \approx 3,1\ k\Omega$,

valeurs en très bon accord avec celles déduites du spectre réel.

Remarquons que la variation de la pente au point quart d'onde est très lente.

▪ α : Son calcul dépend des résultats de (28). On obtient :

→ à 9,56 MHz : $\left(C'_{cc}\right)_{\frac{\lambda}{2}} = - 18,6$ pF/kHz $\Rightarrow \alpha = 1,83.10^{-2} \frac{Np}{m}$

→ à 18,36 MHz : $\left(C'_{cc}\right)_{\frac{\lambda}{2}} = - 0,96$ pF/kHz $\Rightarrow \alpha = 6,9.10^{-2} \frac{Np}{m}$,

résultats qui coincident, à quelques % près, avec les valeurs reproduites sur la planche VIII. b.

La formule (28) possède sur (29) l'avantage d'être indépendante de l'autre pour l'évaluation de R_c mais on a déjà établi, pour α , une formule indépendante de R_c , déduite du même spectre (formule (14)).

⑦- Condensation des résultats.

On dispose de deux modes de représentation : l'abaque cartésien et l'abaque de SMITH. On a utilisé le premier sur la figure 54 et indiqué la forte dilatation du graphe au voisinage de la résonance demi-onde et le tassement des résonances quart d'onde à proximité immédiate de l'origine. Il suffirait d'utiliser l'impédance complexe au lieu de l'admittance complexe pour inverser la propriété.

Un point quelconque A du plan cartésien (planche IX. a) se transforme en un point A' puis A_1 par inversion suivie d'une symétrie. On a renforcé le trait des portions de cercle qui se correspondent, pour montrer la différence des rotations relatives aux transformées : $\overset{\frown}{A_1D_1}$ et $\overset{\frown}{D_1E_1}$ de deux arcs égaux : $\overset{\frown}{AD}$ et $\overset{\frown}{DE}$. Le graphe de SMITH, représentation,dans le plan complexe, du coefficient de réflexion :

$$\Gamma(-\ell) = \Gamma_o e^{-2\alpha\ell} e^{-2j\beta\ell} \qquad \text{[Ra 3] p. 15 ,}$$

offre l'avantage d'une rotation proportionnelle au coefficient de phase β (donc à ω si v varie peu) et à ℓ . Les résultats des planches V et VI y sont reportés, compte tenu de cette double variation : ℓ puis ω. Il faut noter la difficulté de construire cette spirale, composée, sur la planche IX. b, de fractions de cercle raccordées. Le paramètre fréquence disparait, à moins de l'inscrire en des points particuliers comme on l'a fait. L'abondance des informations contenues sur ce graphique rendent naturellement moins précises les mesures qu'il permet, en comparaison des déterminations effectuées sur les spectres séparés. On a indiqué, sur la planche IX. b, deux évaluations de α : $3,6.10^{-2}$ Np/m à 11,84 MHz et $7,2.10^{-2}$ $\frac{Np}{m}$ à 19,4 MHz, au lieu de $3,15.10^{-2}$ $\frac{Np}{m}$, pour la première (planche VIII. b.).

Enfin, l'utilisation des coordonnées réduites dans le diagramme de SMITH implique à la fois : R_c connu et C_c négligeable donc α petit, ce qui le rend très commode, dans la pratique courante, pour des liaisons utilisant des câbles coaxiaux connus, à faibles pertes. Par contre, lorsque les pertes des câbles sont élevées (grandes longueurs par exemple) et les lignes inconnues, la détermination graphique doit porter simultanément sur leur quatre caractéristiques ; elle exige donc deux graphiques. On a fourni la solution com-

GRAPHE CARTESIEN

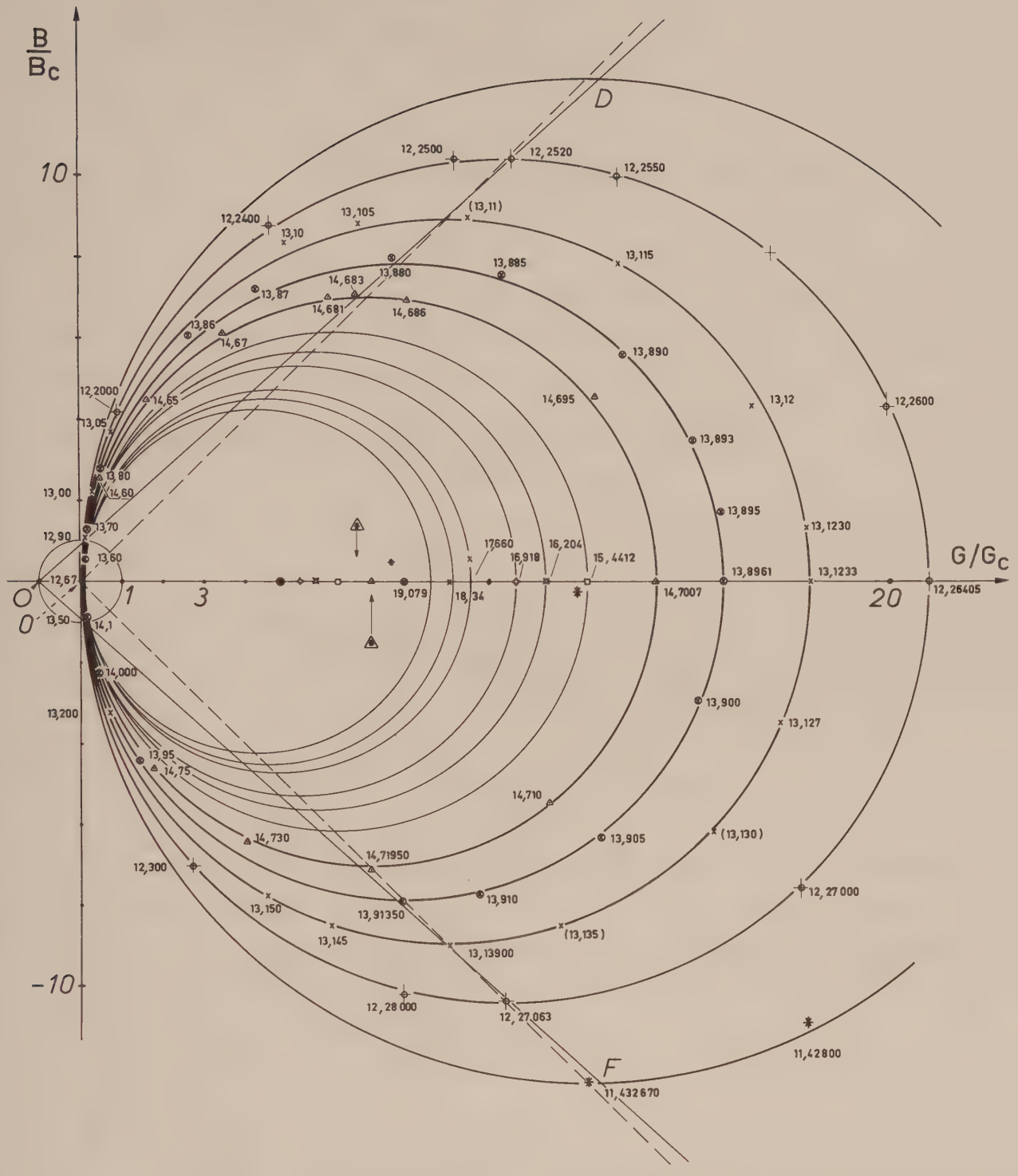


Figure 54 : Admittance d'entrée de la ligne téflon court-circuitée, en fonction de la fréquence.

La condensation (partielle) des résultats des planches V et VI est réalisée par le graphe cartésien, à condition d'inscrire, en regard de chaque point, la fréquence correspondante (nombres en petits caractères, exprimés en MHz).

Les symboles placés sur l'axe des abscisses indiquent les emplacements des centres des cercles d'approximation du graphe lorsque l'on utilise les mêmes échelles en abscisses et en ordonnées.

Les lieux géométriques des points correspondants aux extrêmums de la planche V sont les demi-droites OD et OF. Celles-ci ne s'éloignent guère des bissectrices des axes (trait interrompu) auxquelles elles sont théoriquement parallèles (cf. planche IX- b).

Dans la transformation de SMITH, tous les points du demi plan passent à l'intérieur du cercle de centre 0 et de rayon 1 (cf. planche IX).

plète du problème en associant, au graphe cartésien un abaque nouveau (cf. § 5) à coordonnées curvilignes orthogonales pour $\alpha\ell$ et $\beta\ell$ (réseau de coniques homofocales).

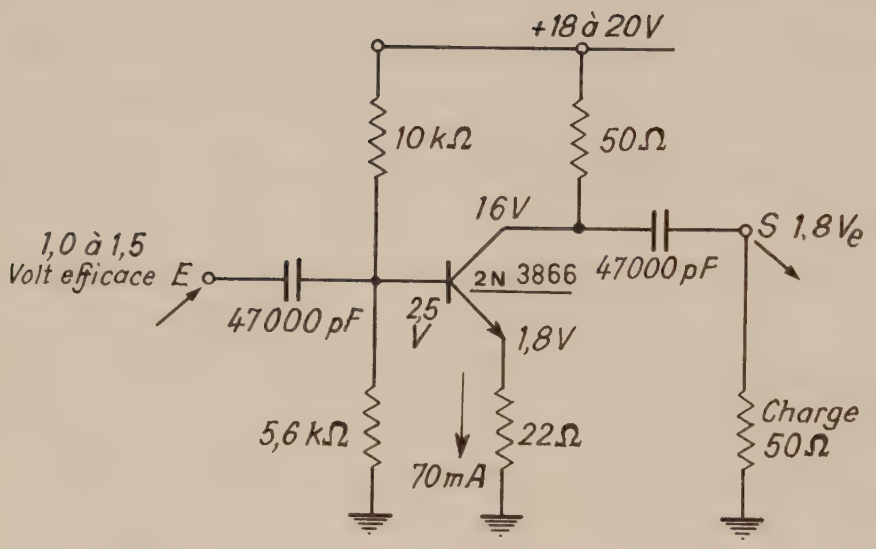


Figure 55 : Schéma du préamplificateur d'attaque de l'émetteur.

CHAPITRE VII

EXPERIMENTATION A GRANDE PUISSANCE.

L'ampleur de ce mémoire m'oblige à exposer les indications pratiques de ce dernier chapitre sous forme résumée, les figures et les planches étant suffisamment explicites par elles-mêmes.

(1)- Fonctionnement des lignes construites sur l'émetteur.

(A). L'émetteur.

Fin d'une série A.M.E., destinée à l'aviation civile, type "ENE 1665" (cf. notice technique du constructeur [A.1] : liaison par ondes courtes : 2,5 à 25 MHz, puissance : 5 kW), il comprend une baie alimentation et une baie H.F. (fig. 56, 62, et planche XI). Les séries actuelles (tétrodes de puissance refroidies par circulation d'eau, au lieu d'une ventilation des tubes 4 T.4100) présentent un volume beaucoup plus réduit à puissance égale. La baie H.F. est composée d'une chaîne d'amplification à 5 étages.

(a)- Liaison à l'entrée de l'émetteur.

On a substitué à l'oscillateur piloté par quartz, incorporé à la baie H.F., le synthétiseur de fréquences ayant servi aux mesures (cf. ch. VI). La puissance de ce dernier étant insuffisante à l'excitation du premier étage, on a construit un petit amplificateur de puissance à 1 transistor (fig. 55) susceptible de maintenir à un niveau supérieur au volt la tension de sortie sur basse impédance (50 à 75 Ω).

(b)- Liaison à la sortie de l'émetteur.

Un petit schéma sur l'abaque de SMITH permet de déterminer la longueur du câble H.T de 75 Ω nécessaire à l'adaptation de l'émetteur, compte tenu de l'impédance mesurée à l'entrée de la ligne en $\lambda/4$ et en circuit ouvert compensé (cf. planche XI). On trouve, à $\approx$ 15 MHz, une longueur d'environ 2 m et la nécessité de placer en parallèle sur la sortie de l'émetteur une petite inductance de 3 spires (ressemblant fort à un court-circuit si l'on oublie qu'on est en H.F.).

ⓒ - Manipulation de l'émetteur.

Le premier des 5 étages amplificateurs est débloqué périodiquement (≈ 10 Hz) au moyen du signal de la figure 56 (et aussi pl. XI). On voit le retard important entre l'entrée et la sortie de la baie H. F. Il est donc tout à fait exclu d'envisager, par ce moyen, un déclenchement du système, la seule possibilité étant par l'éclateur. De plus la durée du signal de manipulation ne peut pas être inférieure à 100 µs environ, ce qui ne constitue aucune gêne, dans une expérience normale où la ligne reste chargée en permanence, la manipulation étant supprimée.

ⓓ - Compensation et liaison à la sortie de la ligne.

(i) - soit par inductance variable, sous forme d'une ligne auxiliaire court-circuitée d'axe perpendiculaire à la ligne principale (cf. fig. 57). La fréquence quart d'onde, déterminée par les mesures en court-circuit, est conservée.

(ii) - soit par décalage de cette dernière fréquence de manière à obtenir une auto-compensation, comme on l'a indiqué théoriquement au chapitre IV, 1 (fig. 33 bis - p. 88) et comme on le voit pratiquement sur la planche XI.

La coupelle de l'éclateur, en cuivre doré, bénéficie, dans les deux cas, du blindage de la ligne principale ou de la ligne auxiliaire. Son aiguille en tungstène thorié est reliée à l'électrode haute tension de la chambre par une connexion aussi courte que possible.

Ⓑ. Résultats dans l'air.

La planche X résume ces résultats.

On règle la tension, soit par réduction de la haute tension continue de la baie d'alimentation, de (4 à 2 kV), soit par variation de l'espace inter-électrodes depuis quelques millimètres jusqu'à plus de 40 mm. A ce moment, la surtension est telle qu'un claquage intérieur à la ligne survient, le seuil de tension correspondant étant d'environ 40 kV (fig. 58). On a étudié, au ch. V, 3. A. (p. 124), les conditions de ce claquage prouvant le bon fonctionnement de la ligne en résonateur à grande puissance.

L'éclateur n'étant pas auto-coupeur, on observe une tension résiduelle susceptible d'être éliminée de deux façons (cf. ch. IV, 4. D.).

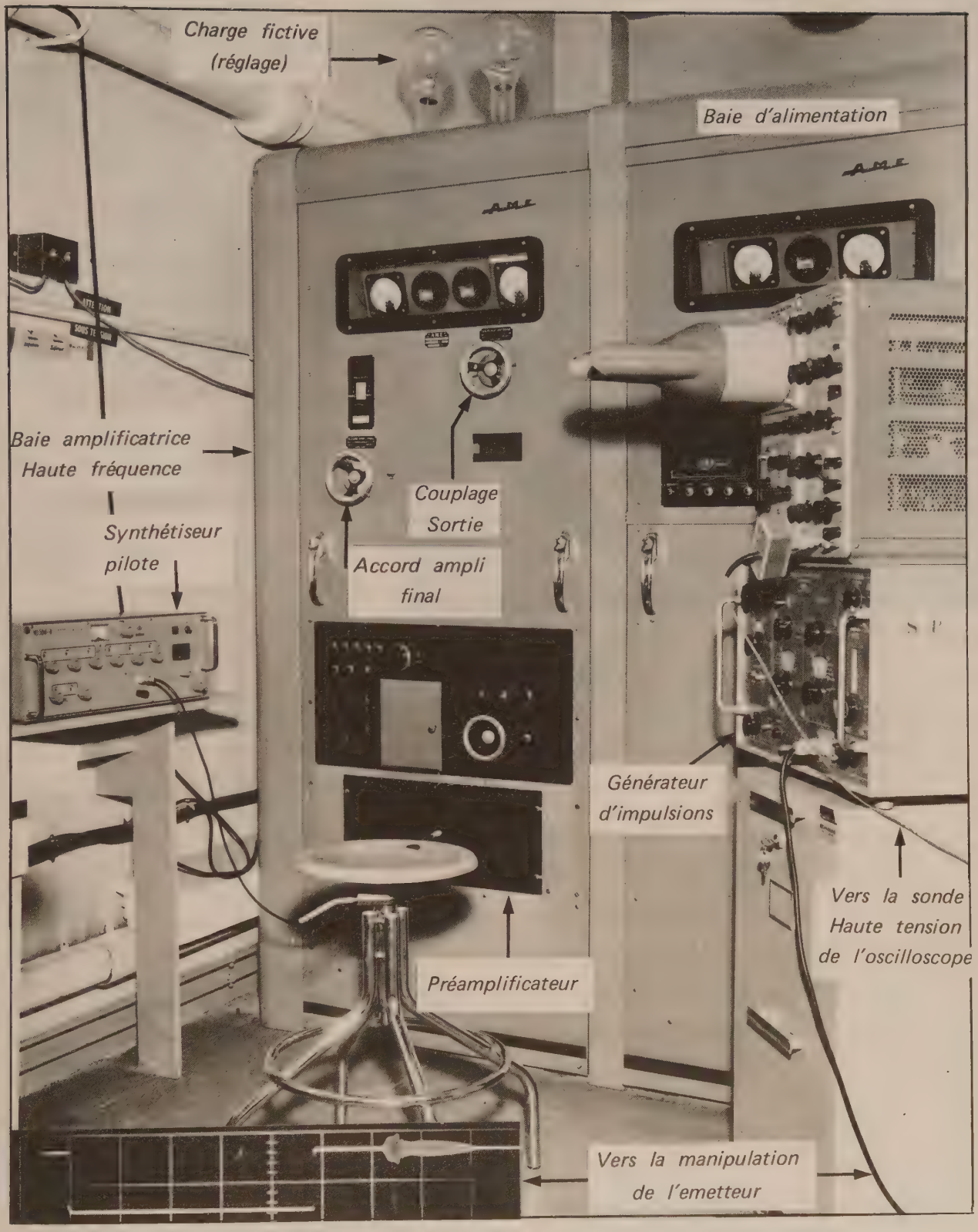


Figure 56. Emetteur avec pilote et manipulateur.

Le générateur d'impulsions délivre le créneau de manipulation de l'émetteur, représenté au bas de la photographie : 20 µs/div. en abscisses et 50 V/div. en ordonnées. On observe à la suite, la réaction du signal de sortie qui apparaît avec un retard de 125 µs, correspondant aux temps de montée dans la chaîne d'amplification.

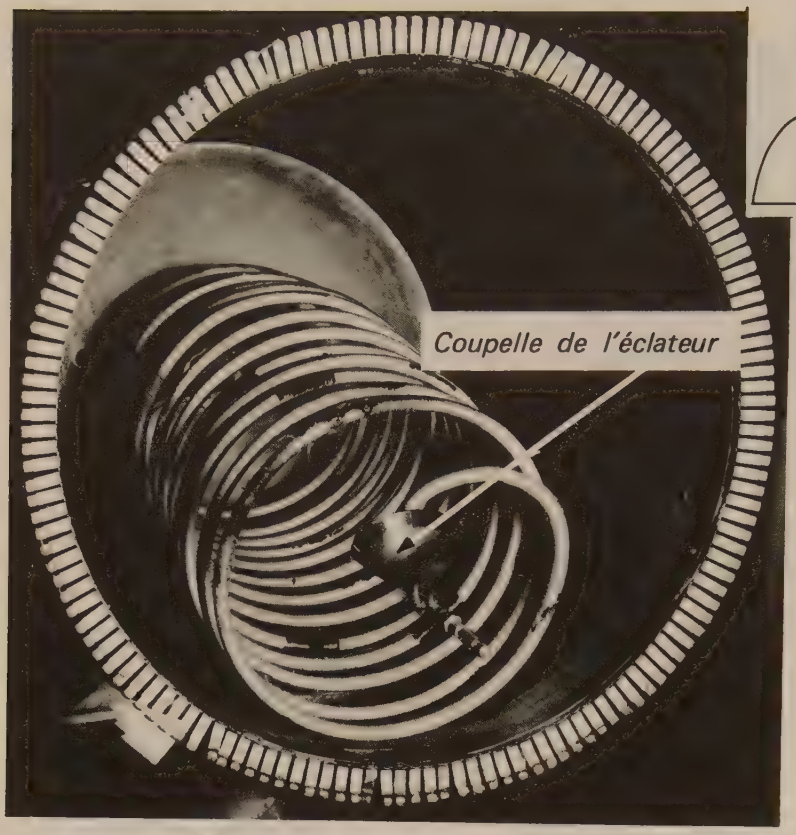


Figure 57 : Ligne auxiliaire court-circuitée de compensation de la capacité parasite de sortie, constituant un blindage pour la coupelle d'éclateur.

Elle équivaut à une inductance finement ajustable, par déplacement démultiplié d'un fond mobile, utilisant l'élasticité de l'âme hélicoïdale en cuivre écroui.

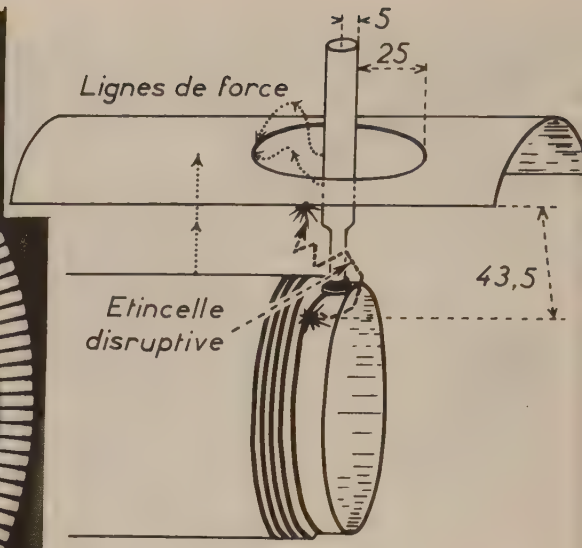


Figure 58 : Claquage dans l'air aux tensions très élevées.

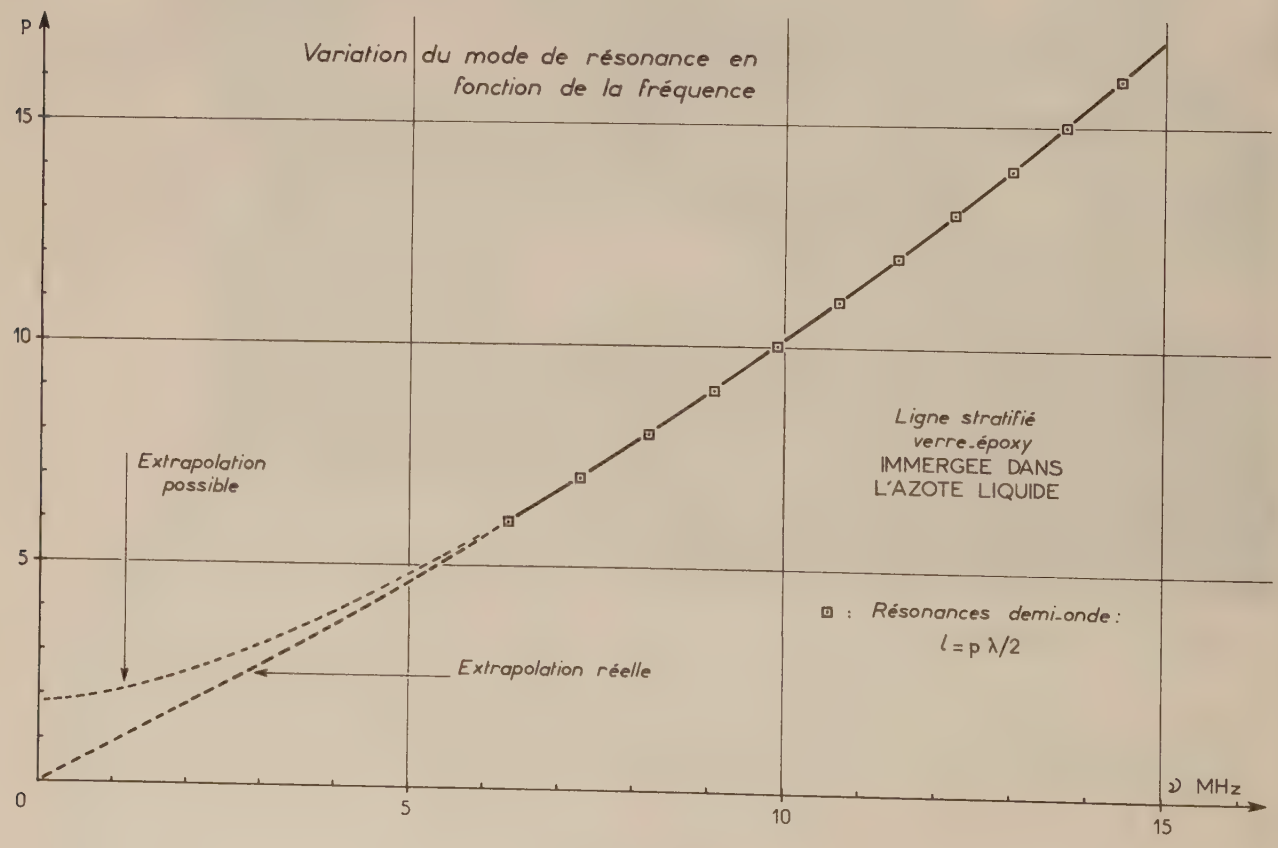


Figure 59.

Ⓒ. Cryogénie de l'expérience.

ⓐ - Les avantages de l'immersion dans l'azote liquide sont les suivants :

(i) - diminution du coefficient d'atténuation : $\alpha = \alpha_c + \alpha_d$ (augmentation correlative du coefficient de qualité : $Q = \beta/2\alpha$ et de la surtension ou t.o.s : $r = 1/\alpha\ell$ cf. ch. IV, 4.).

(ii) - augmentation de la rigidité diélectrique donc possibilité de stocker des tensions très élevées à égal volume de ligne.

(iii) - évacuation de la puissance calorifique dissipée dans la ligne (notamment aux ventres de courant).

(iv) - thermostatation éliminant complètement la dérive (cf. ch. VI, 2. D.).

ⓑ - Les difficultés à surmonter :

(i) - dans les mesures à bas niveau :

* fluctuations de l'aiguille de l'indicateur de zéro du pont de mesure (RX-mètre) très sensibles en basse fréquence où la surtension s'élève énormément. Elles correspondent naturellement à des fluctuations de l'impédance d'entrée dont l'ébullition, au sein de l'azote liquide, est probablement responsable (substitution d'un diélectrique gazeux au diélectrique liquide à permittivité très différente).

On n'a pas réussi à déterminer correctement les modes tels que : $p < 6$ (fig. 59) et c'est à ce propos qu'on a indiqué une méthode de détermination de p, lorsqu'il n'est pas connu par continuité (cf. ch. VI, 4. A. a.).

* givrage des électrodes intérieurement et extérieurement au bac à immersion. Responsable d'une forte distorsion du spectre de la partie réelle de l'admittance d'entrée (cf. fig. 63).

(ii) - dans l'expérimentation à haute puissance :

* fusion des anciennes électrodes givrées (cf. fig. 61)
* dégazage des nouvelles électrodes (fig. 60) dans lesquelles un vide primaire s'est avéré insuffisant malgré la présence d'un "getter".

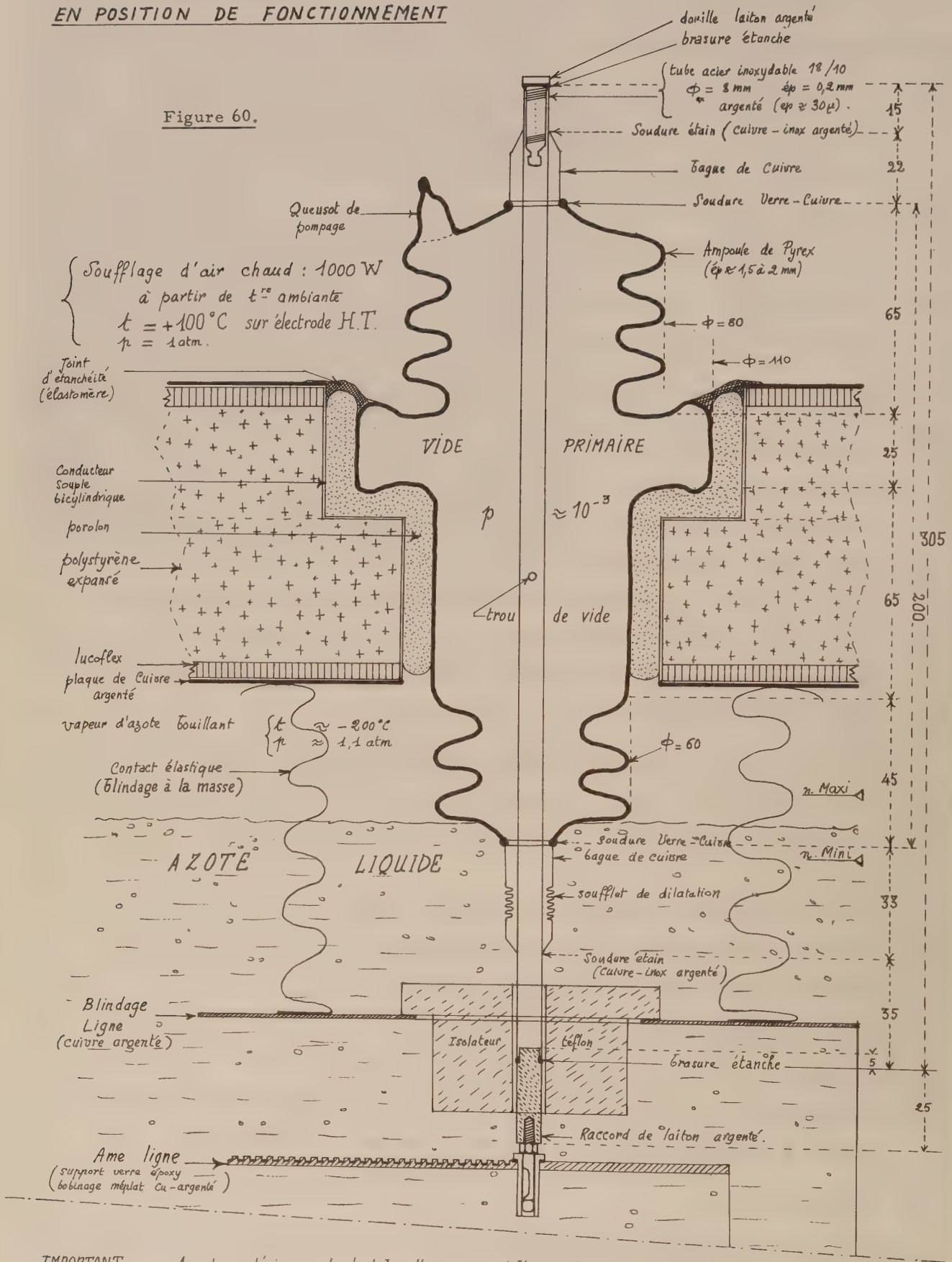
ⓒ - Conséquences .

(i) - suppression du givrage intérieur au bac à immersion par circulation

ELECTRODE

EN POSITION DE FONCTIONNEMENT

Figure 60.



IMPORTANT : — Argenter extérieurement le tube d'acier inoxydable avant toute autre opération,
— Percer le trou de vide (au milieu du tube, $\phi \approx 2,5$)
— Effectuer les brasures de la douille et du raccord ; contrôler leur étanchéité au vide.

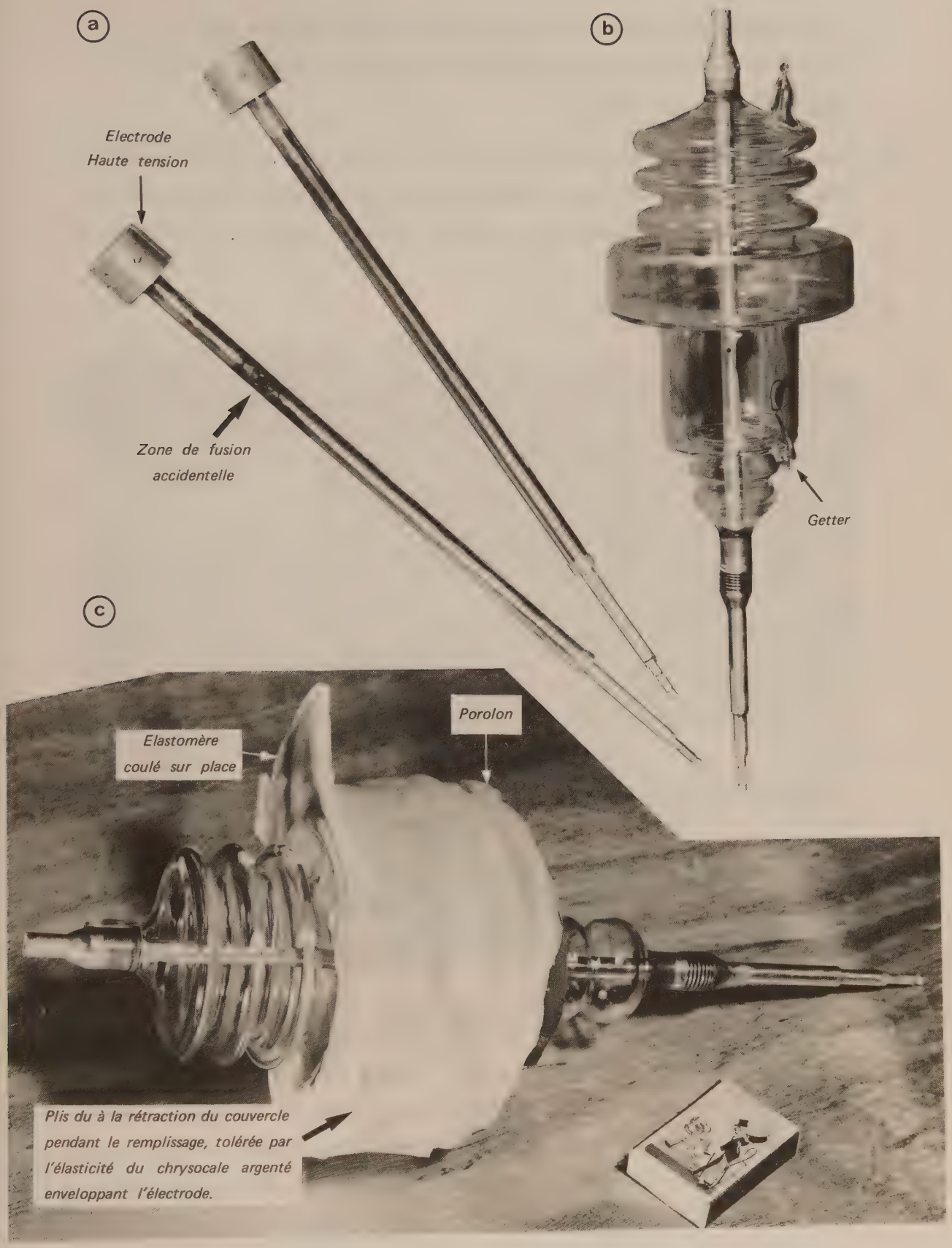


Figure 61 : Cryogénie de l'expérience :
ⓐ premières électrodes. Fusion partielle de l'électrode haute tension, au niveau d'émergence du couvercle en lucoflex, par conduction due au givrage.
ⓑ nouvelles électrodes.
ⓒ réalisation de l'étanchéité au passage de l'électrode dans le bac.

d'air chaud, déssiccation (P_2O_5) et joints d'étanchéité par coulage d'un élastomère thermodurcissable (Rhodorsil RTV - 111 - [R. 2]), avant remplissage (fig. 61).

(ii) - suppression du givrage extérieur au bac par soufflage d'air chaud (fig. 62) et diminution de la conduction thermique entre l'intérieur et l'extérieur par électrodes à ampoules de verre vidées d'air (fig. 60 et 61).

ⓓ - Résultats.

Restitution de la symétrie du spectre et augmentation du coefficient de surtension : $r = 1/\alpha\ell$, par $(R_{cc})_{\lambda/4}$ (fig. 63). Ce dernier atteind, vers 10 MHz, d'après les relevés que l'on peut effectuer sur cette figure (échelle de droite) la valeur de :

$$r = \sqrt{\frac{(R_{cc})_{\lambda/4}}{(R'_{cc})_{\lambda/2}}} = \sqrt{\frac{150}{30.10^{-3}}} \approx \underline{70}. \qquad \text{(cf. ch. VI, 4. B. formules (7) et (9))}$$

(Remarquons au passage l'étendue considérable de l'échelle des résistances au RX-mètre).

La valeur du coefficient de qualité correspondant est, compte tenu de $p = 10$ (fig. 59) :

$$Q = \frac{\beta}{2\alpha} = \frac{\pi}{\lambda\alpha} = \frac{p\pi}{2\alpha\ell} = \frac{r\,p\,\pi}{2} \approx \underline{1100}.$$

La vitesse de phase tombe à $\approx$ 3, 32 Mm/s (se place un peu au-dessous de la courbe notée 250 Mm sur la planche VII. a.)

Un seul résultat d'expérience en puissance avec la ligne immergée figure sur la planche X, le dégazage des ampoules des électrodes s'étant manifesté assez tôt. On a observé, de ce point de vue, une différence très nette entre l'électrode d'entrée et celle de sortie. Comme la ligne à air était suffisante à l'excitation de la chambre à étincelles minigap, on n'a pas poursuivi l'expérience cryogénique, consommant 200 à 300 litres d'azote liquide par 24 heures. Il serait nécessaire de la reprendre dans une enceinte adiabatique du type DEWAR jouant simultanément le rôle de blindage (cf. ch. V, 3. C.).

Le comportement de la ligne verre-époxy dans l'azote liquide et après plusieurs cycles thermiques, s'est montré tout à fait satisfaisant.

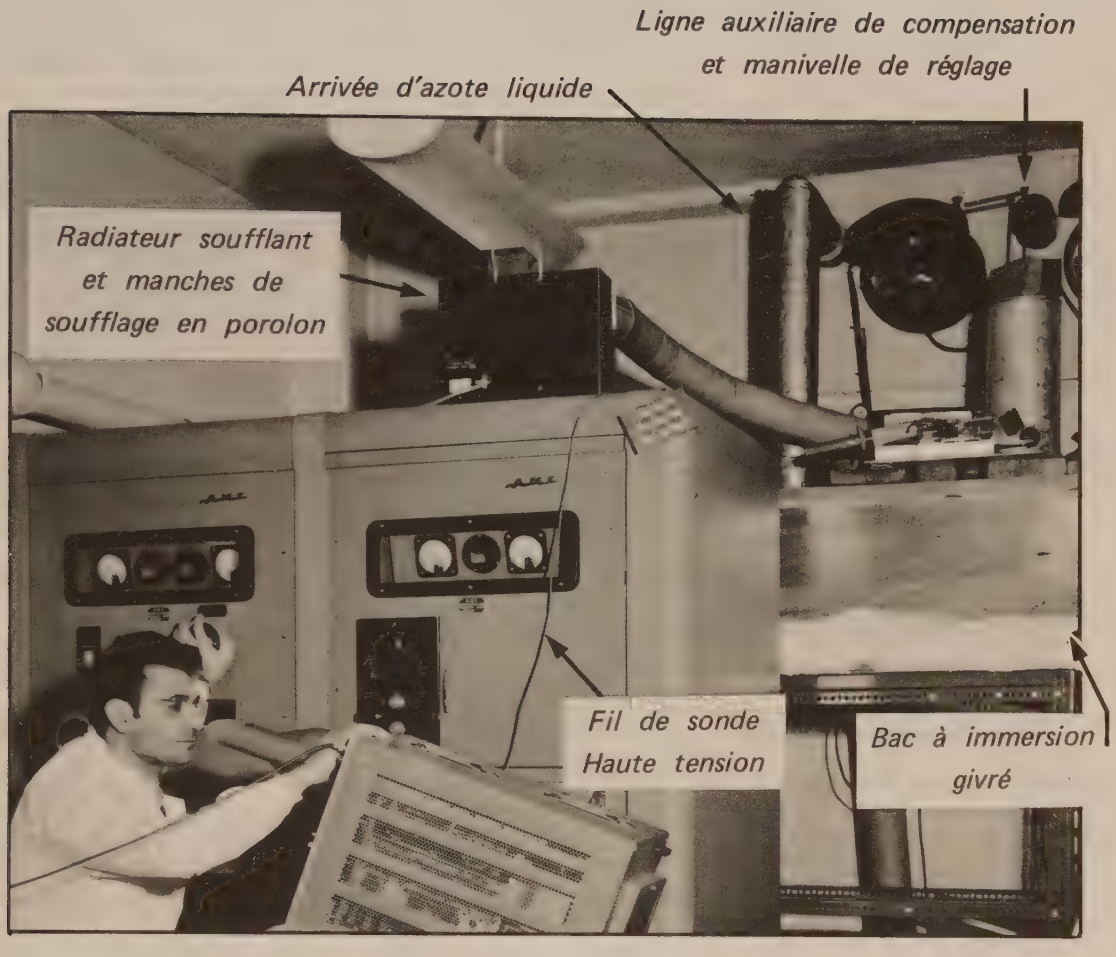
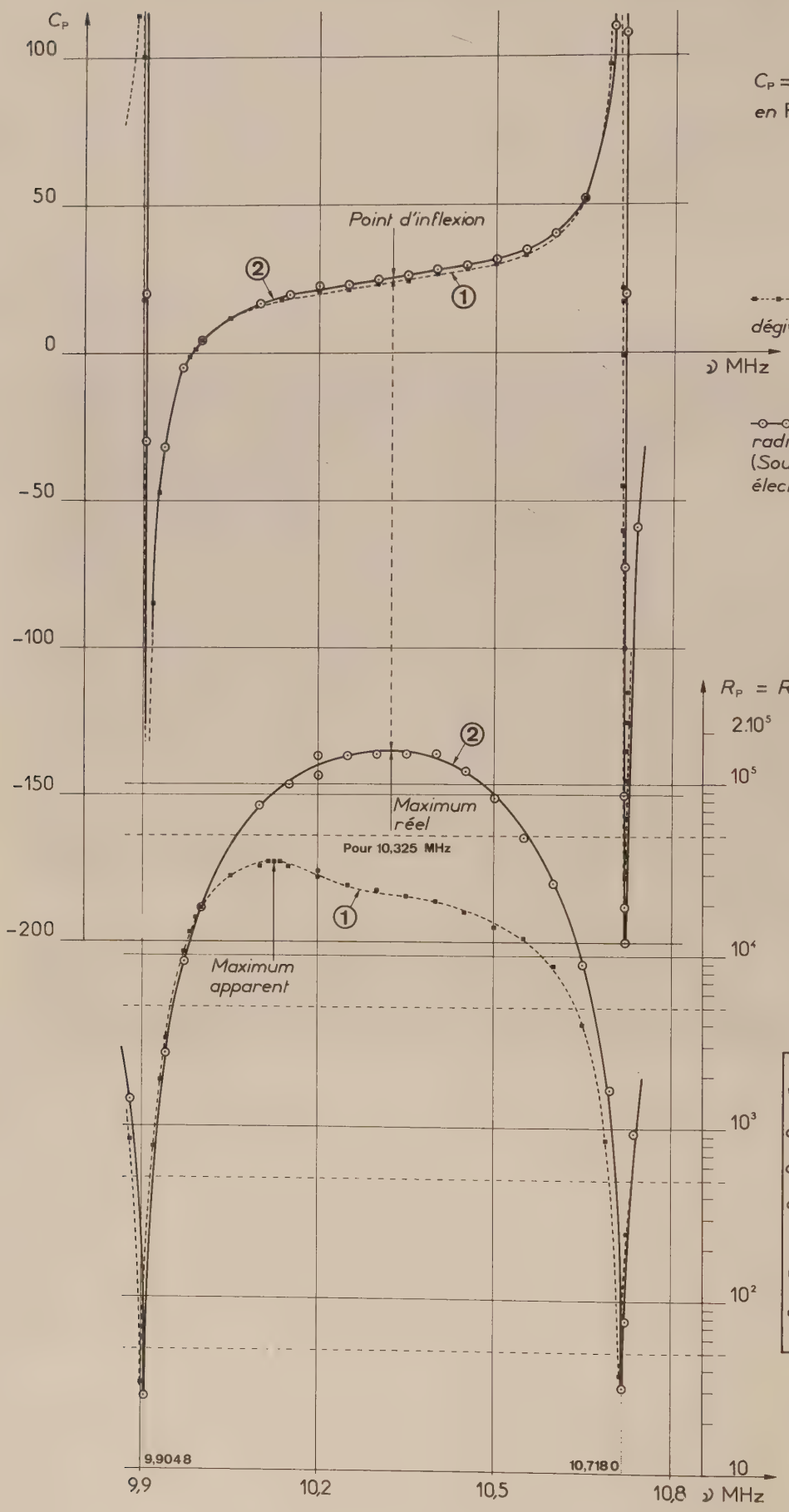


Figure 62. Installation de l'expérience avec la ligne à immersion.

CRYOGENIE DE L'EXPERIENCE (*Immersion dans N_2 liquide*)



C_P = *Capacité parallèle en* PICOFARADS

Courbes ① *dégivrage insuffisant*

Courbes ② *radiateur 2kW (Soufflage sur les électrodes)*

R_P = *Résistance parallèle en* OHMS (*Ordonnées logarithmiques*)

Variation des deux composantes de l'impédance d'entrée de la ligne (verre époxy) en court-circuit

Figure 63.

(2)- Fonctionnement avec les chambres à étincelles.

(A). Chambre à gap variable :

Construite dans le but d'étudier l'étalement de la trace dans le sens du champ électrique (cf. fig. 13), elle comporte deux hublots de visée perpendiculaires à l'axe des plateaux. La fabrication de l'enceinte a été confiée à V. M. D. I. [V. 2], tandis que les soudures verre-métal du manchon haute tension (fig. 64) furent exécutées par le spécialiste auquel on a fourni le dessin de la figure 60 pour la réalisation des nouvelles électrodes [V. 1].

Le comportement en H. F. de la cavité a été étudié au moyen de deux voltmètres électroniques branchés respectivement sur l'entrée, côté H. T. et les plateaux (à travers un hublot). Pour un écartement de 5 cm, on obtient la courbe de surtension de la figure 65. On voit que, jusqu'à 20 MHz, la gêne due à l'augmentation du temps de montée, au voisinage de la résonance, n'est pas appréciable.

Un premier essai sur l'émetteur a révélé la nécessité de réduire beaucoup la courbure du plateau haute tension sur les bords. Un nouveau profil a été usiné aux ateliers de mécanique du C. E. A. de SACLAY (fig. 64). Malheureusement, l'une des soudures verre-métal ayant cédé et le blocage du plateau H. T. s'avérant inefficace en raison du fluage du téflon, l'expérience dut être interrompue. Un nouvelle modification de conception est à l'étude. Entre temps, on a expérimenté un télescope de scintillateurs à rayons cosmiques dans le but de déclencher la chambre sur des particules au minimum d'ionisation.

(B). Chambre à projection.

(a) - Construction.

Elle est construite sur le modèle de la chambre de CAVALLERI et al [Ca 1], au moyen d'un cylindre de verre pyrex limité par deux disques de même nature, collés à l'araldite (cf. planche XI.). Sur la face supérieure on a déposé un film conducteur d'oxyde d'indium présentant un coefficient de transparence de 80 % [E. 1]. Une peinture conductrice "aquadag" noircit la face inférieure, à l'exception d'une couronne périphérique permettant son collage sur une plaque de cuivre étamé, au moyen d'araldite chargée à l'argent (araldite "E-SOLDER" 5120 [P. 1]). On a collé, de la même façon, l'anneau con-

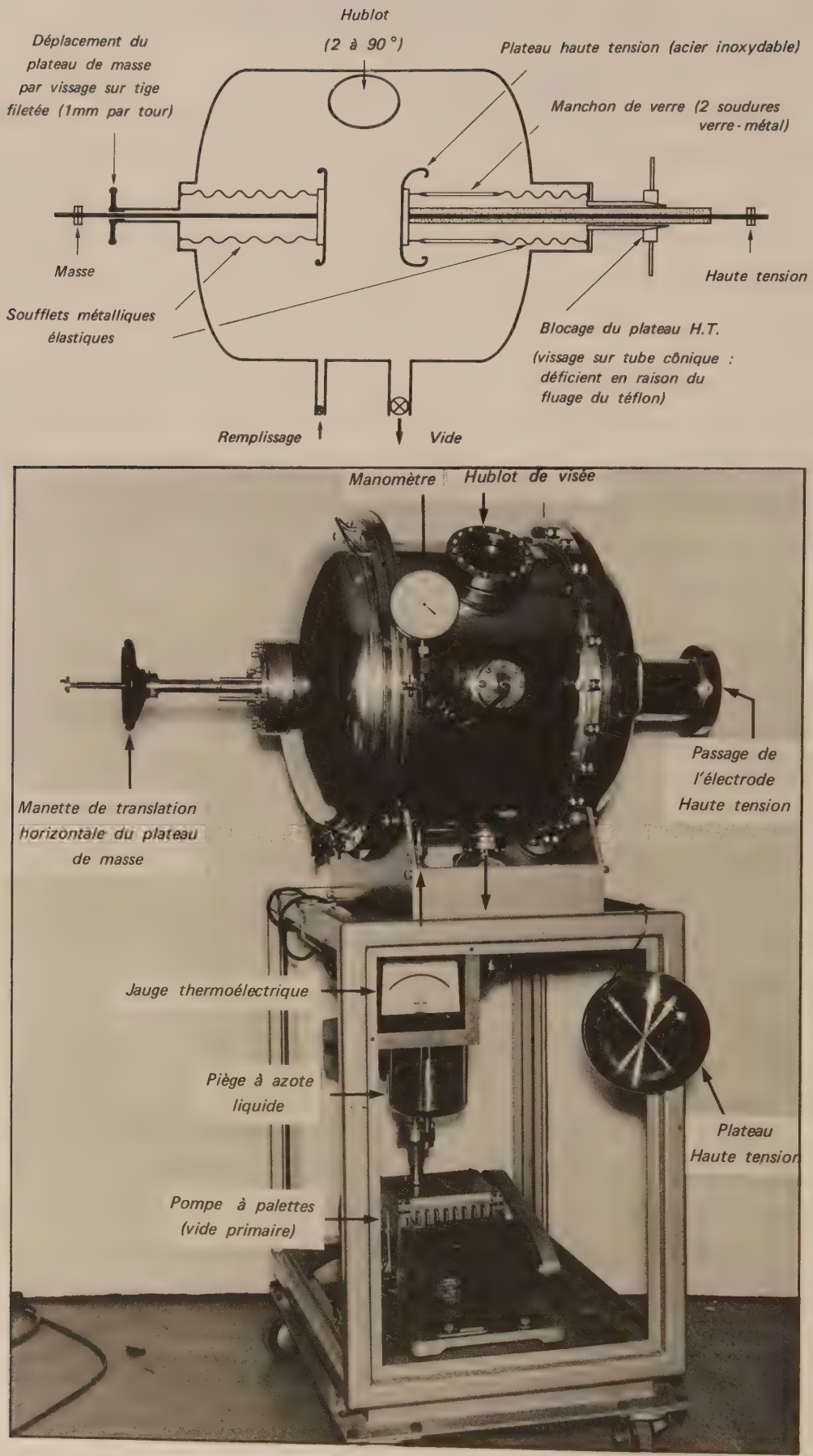


Figure 64. Photographie et schéma de la chambre à étincelles à gap variable, en acier inoxydable.

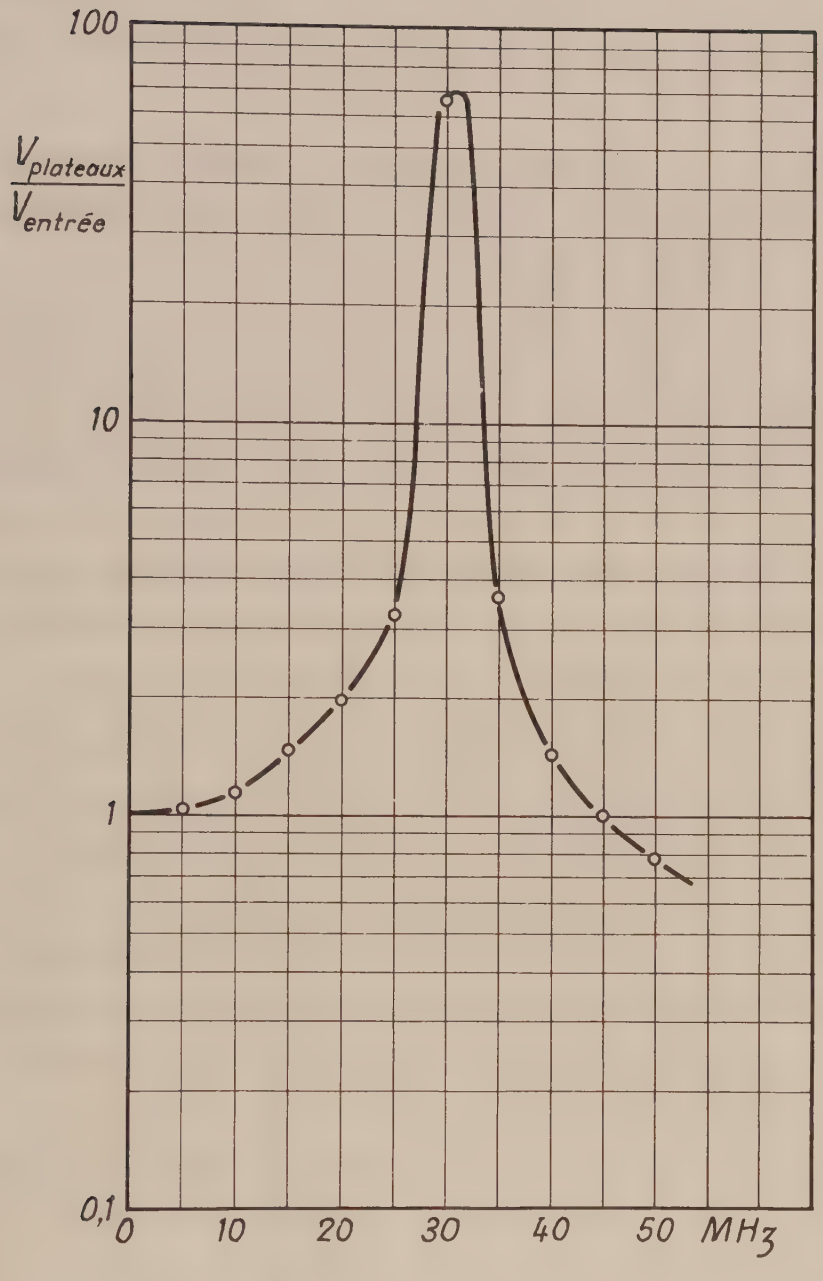


Figure 65. Mesure de la surtension de la chambre à gap variable.

ducteur de la partie supérieure.

La source α , obtenue par évaporation sur une tige de verre (concave à son extrêmité) d'une solution de ^{241}Am, a une activité pratiquement constante, en raison de la période élevée (458 ans) de l'élément radioactif.

ⓑ - Remplissage.

On effectue un premier vide primaire suivi de 4 ou 5 rinçages sous quelques cm-Hg de pression, au néogal commercial. Dans la plupart des expériences on a fonctionné avec une pression de 1 atm.

Aucune étude expérimentale concernant la composition du gaz de remplissage et l'influence des additifs n'a été faite. On s'est borné, au chapitre II (p. 59-60-61) à poser le problème sous l'angle théorique et à suggérer des réponses.

Aucune précaution particulière n'a été prise vis à vis de la pureté du gaz dont on a montré au chapitre II, 2. B. a. la faible influence sur l'attachement pour un temps de sensibilité de l'ordre de la microseconde.

Dans notre mode de déclenchement récurrent l'influence du vieillissement du gaz dans la chambre ne s'est pas manifesté . Une analyse au spectrographe de masse d'un échantillon de gaz prélevé dans la chambre, ayant été soumis pendant plusieurs mois à des milliers d'impulsions H. F. et toujours apte à la révélation des traces a donné la composition suivante :

gaz	%	gaz	%	gaz	%	
H_2	1,7	N_2	0,2	CH_4	0,4	non identifié :
He	26,3	O_2	$< 0,1$	C_2H_4	traces	0,2 %
Ne	70,7	CO	0,4	C_2H_6	0,1	
A	traces	CO_2	$< 0,1$			

Le taux de vapeur d'eau, très difficile à mesurer en raison des condensations sur les parois froides n'est pas indiqué. L'hydrogène et les hydrocarbures proviennent vraisemblablement de réactions d'oxydo-réduction des vapeurs organiques (araldite) avec la vapeur d'eau sous l'effet des étincelles électriques.

© - Fonctionnement récurrent - déclenchement.

On prévoyait initialement, comme pour la plupart des chambres à étincelles, un mode d'excitation déclenché (cf. fig. 4). Celui-ci exigeait l'étude et la réalisation d'un éclateur tripolaire H. F. ou d'un éclateur dipolaire à laser, que l'on a reportées, faute de temps, à un stade ultérieur. Les modèles d'éclateurs existants sont très nombreux mais ils concernent des décharges unidirectionnelles. Leur emploi en H. F. doit poser quelques problèmes. Par contre le déclenchement par un faisceau laser [Al 1], étant absolument indépendant des tensions des électrodes, son adaptation à notre expérience est envisagée.

On a pu tirer parti toutefois du mode de déclenchement récurrent, par suite de la simplicité des évènements étudiés (rayons α), qui sont tous équivalents. La fréquence des traces fines observées, au hasard des coïncidences, peut nous renseigner sur le temps de sensibilité. En effet, soit I l'intensité de la source dans 2 π s rd (en nombre de particules α par unité de temps) Ω l'angle solide du cône sensible, t_s le temps de sensibilité (cf. ch. II, 1. A. b.) et T la période des impulsions. Quel que soit l'intervalle de temps θ considéré, la probabilité qu'une trace soit révélée correctement est toujours : $p = t_s/T$. Comme il y a en moyenne $\frac{I\Omega}{2\pi}\theta$ évènements indépendants, la probabilité p(i) que i traces soient révélées dans le temps θ est donnée par une loi binômiale (cf. appendice I) dont la valeur moyenne est :

$$\overline{i} = p\frac{I\Omega}{2\pi}\theta = \frac{t_s}{T}\frac{I\Omega}{2\pi}\theta .$$

Sachant que $\frac{I\Omega}{2\pi}$ vaut $\approx 6.10^5 \alpha/mn$ et $T \approx 10^5$ μs , on obtient le nombre moyen de traces par minute en fonction du temps de sensibilité :

$$\frac{\overline{i}}{\theta} \approx 6\, t_s\,(\mu s) . \qquad (1)$$

Or, la trace la plus fine observable correspond à un temps de retard

t_d tel que $D_d t_d$ soit négligeable devant $D_e t_e$ (soit par exemple $\approx 10\ \%$) dans la formule (19) du chapitre II, 2. C. a. Comme on a trouvé : $D_e = D_s \approx 500\ cm^2.s^{-1}$ (p. 56) et : $D_d \approx 800\ cm^2.s^{-1}$ (p. 43) et que d'autre part : $t_e = 1\ \mu s$, il vient :

$$800\ (t_d)_{max} = 800\ t_s = 50\ \mu s \quad \text{d'où} \quad t_s \approx 0,06\ \mu s.$$

En reportant cette valeur dans (1), on obtient une fréquence d'environ 1 trace très fine toutes les trois minutes. Il est possible d'agir sur T pour la modifier. A chaque épaisseur de trace fixée à l'avance, la formule (19) (ch. II, 2.), associée à (1), fait correspondre sa fréquence d'apparition. Une statistique permettrait de vérifier le coefficient de diffusion libre D_d intervenant dans cette formule. On n'a pas fait de mesure précise à ce sujet mais la fréquence réelle paraissait un peu supérieure à celle calculée ci-dessus.

ⓓ- Résultats.

La planche XII résume les résultats obtenus.

Au seuil de la perception visuelle des traces, après accoutumance à l'obscurité, pour lequel on note un champ électrique de l'ordre de 2,8 kV/cm (crête), la pellicule photographique n'est pas impressionnée. Le phénomène est très pur : aucun bruit de fond malgré l'absence de champ de balayage. Pour une valeur légèrement supérieure : 3 kV/cm (crête), on atteind le seuil d'enregistrement photographique en révélant un peu plus de traces anciennes diffuses et distordues, mais toujours sans bruit de fond. Au-delà, les vieux électrons isolés donnent des traces ponctuelles constituant un bruit de fond important (cf. planche XII).

Pour enregistrer le phénomène à 3 kV/cm il faut ouvrir l'objectif à f/1,5 (f = 51 mm, distance de l'objet : 26 cm), utiliser un film très sensible KODAK 2475 et pousser son développement à la limite du "voile de fond" (Révélateur D. 19. B pendant 12 mn à 27°C). Il semble que la luminosité de la trace augmente avec la fréquence d'excitation entre 5 et 15 MHz (pl. XII) mais le seuil du champ électrique parait demeurer constant.

CHAPITRE VIII

CONCLUSION GENERALE .

Le fil conducteur qui nous mena des chambres à étincelles aux transformées de HILBERT, preuve des implications logiques des différents domaines de la Science, nous place finalement au terme (provisoire) d'un voyage scientifique sinueux, " safari " intérieur dont on sort satisfait, même s'il a fait manquer quelques correspondances.

L'idée initiale de A. KASTLER, d'exciter la chambre à étincelles en radiofréquences, se plaçant parmi deux autres régimes d'excitation à champ unidirectionnel et saturant, largement exploités, a été réalisée dans ce travail avec, pour la première fois, des trains d'ondes de 5 à 15 MHz non amortis, ce qui permit la détermination précise d'un seuil de champ électrique, pour une durée d'excitation donnée, dans un gaz déterminé (soit, dans le néogal commercial, impur, 2,8 à 3 kV/cm crête, pendant 1 µs, selon qu'il s'agit du seuil de perception visuelle ou photographique). Ce régime présente les avantages de fournir une bonne localisation de la trace, une intensité lumineuse proportionnelle à l'ionisation spécifique primaire et de conserver l'isotropie (en particulier, meilleur pouvoir de résolution longitudinal que celui des chambres à streamers).

On a évalué, au seuil, le coefficient d'amplification électronique (quelques 10^3), en accord avec les estimations de RAETHER (champs unidirectionnels). La dimension transversale minimale des traces révélées de particules α, de l'ordre de 1mm, a permis de déterminer la valeur du coefficient de diffusion ambipolaire imparfaite ($\approx 500\ cm^2 . s^{-1}$) pendant la phase d'excitation. Au cours de cette dernière, l'energie cinétique moyenne des électrons est estimée à 11 eV.

Cette étude n'en est qu'à son début, mais on a créé le moyen de la poursuivre, avec un générateur de trains d'ondes sinusoïdales de haute tension à déclenchement rapide, de conception nouvelle (Brevet déposé par le C.E.A. sous

le n°: E N 7 134 650, Le programme expérimental pourrait comporter les points suivants:

(i) - détermination de la relation existant entre la durée d'excitation et l'amplitude du seuil. Elle nécessite des lignes de longueurs différentes. On sera probablement conduit, pour réduire l'importance de la diffusion, à utiliser des durées d'excitation de l'ordre du dixième de microseconde, donc des lignes beaucoup plus courtes, de quelques décimètres seulement et par conséquent très soignées. (On a vu qu'à puissance de générateur H. F. donnée, la quantité d'énergie stockée dans une ligne réservoir résonnante ne dépend pas de sa longueur). Le gain obtenu sur le coefficient de qualité permettrait de travailler vers 50 MHz. La cryogénie, éventuellement supraconductrice, serait beaucoup plus pratique et, dans ce dernier cas, les dimensions de l'oscillateur considérablement réduites.

(ii) - analyse de la lumière émise par la trace (spectre optique) et sa relation avec la composition du mélange gazeux, additifs en particulier.

(iii) - mesure de l'étalement de la trace dans le sens du champ, au moyen de la chambre à gap variable, à visée perpendiculaire, déjà construite.

(iv) - étude de l'influence du paramètre : ionisation spécifique primaire, par utilisation, dans cette dernière (déjà équipée d'un télescope de scintillateurs à rayons cosmiques), de rayonnements variés (sources α ou β , faisceau d'un accélérateur, cosmiques).

(v) - déclenchement de l'impulsion au moyen d'un éclateur laser.

Lorsque l'on joint ainsi en ligne droite l'idée de départ à l'objectif à atteindre, le dédale parcouru dans la voie de sa réalisation échappe à la description et la progression paraît bien mince. Or, on a rencontré, comme obstacle à cette première étude, la matière très intéressante d'une seconde : les lignes à retard, qu'il était tentant d'explorer à fond.

On a tout d'abord conçu, à l'issue d'une analyse détaillée des systèmes de production des impulsions, un procédé à ligne réservoir résonnante. Sa nouveauté réside dans l'utilisation d'un stockage à champ oscillant, à la différence de tous les autres où le stockage est électrostatique ou magnétostatique. Le gain en tension passe ainsi de la valeur limite : 1/2 (stockage électro-

statique) à la valeur : $1/\alpha\ell$ (30 à 70 dans les cas actuels), sans limitation théorique. La structure de ce générateur, à âme hélicoïdale homogène et à haute impédance caractéristique, qui le distingue encore de ceux à stockage électrostatique , offre sur eux les avantages suivants :

(i) - économie d'une dizaine d'éclateurs et du système de synchronisation corrélatif d'où sa simplicité de construction, son meilleur rendement et sa faible distorsion.

(ii) - économie de puissance et possibilité de fonctionnement bien au-delà de 5 MHz, fréquence limite des générateurs à ligne réservoir électrostatique. On a montré son aptitude à les remplacer avantageusement, même pour les usages auxquels ils furent destinés (plasmas) et dans tout le domaine spectral (de 1 à 20 MHz) envisagé pour cette utilisation.

(iii) - exploration continue de la gamme des fréquences, impossible à obtenir avec la structure "cellulaire".

L'analyse mathématique de la décharge à partir de l'équation des cordes vibrantes a été développée dans les deux cas de la charge en continu et de la charge en H.F.

La détermination , a priori, de la forme de la nature et des dimensions des lignes en vue de leur construction, fut déduite de la formule de l'inductance linéique de WINKLER et de la théorie de la couche continue de PIERCE, compte tenu des qualités requises pour les lignes réservoir résonnantes. Deux lignes, construites d'après ces déterminations, l'une à support de téflon pour l'expérimentation dans l'air, l'autre en stratifié verre-époxy, destinée à l'immersion dans l'azote liquide, présentaient les caractéristiques attendues.

La méthode d'extraction de l'énergie de résonance des lignes pour la production des impulsions (trains d'ondes), généralisable à toute la physique, ne paraît pas encore, malgré sa simplicité, avoir été exprimée dans son principe ni réalisée pratiquement. Si l'utilisation d'un résonateur, en régime permanent, s'effectue obligatoirement au détriment de son coefficient de qualité (Q), le régime impulsionnel n'implique pas la même exigence. Au lieu de se borner, pour réaliser celui-ci, à moduler celui-là, il vaut mieux chercher à vider de son énergie, complètement et instantanément, le résonateur primitivement isolé, le mieux possible, de l'utilisation (Q maximum). Les expérien-

ces dans l'air et dans l'azote liquide ont confirmé ce point de vue.

Mais pour être en mesure d'amener à la résonance une ligne à haute impédance, sur un oscillateur de puissance, un examen "clinique" approfondi de son comportement s'imposait. Il fallait tout d'abord déterminer les caractéristiques précises des lignes construites. Dans le but d'appliquer la méthode classique du court-circuit - circuit ouvert, on a tracé les spectres de fréquence de l'admittance d'entrée. La mise en évidence de la partie abrupte et des extrêmums du spectre de la composante imaginaire, ayant échappé jusqu'ici aux expérimentateurs, a été rendue possible par l'association d'un synthétiseur de fréquences au pont de mesure.

Les translations importantes subies par les spectres de fréquence ont pu être reliées aux capacités parasites d'entrée et de sortie (cependant réduites au minimum), devenues ainsi mesurables et susceptibles d'être compensées. Simultanément, les fréquences de résonance, entièrement faussées par ces translations, ont reçu plusieurs méthodes de mesure parfaitement concordantes. Deux nouvelles méthodes, évitant la compensation du circuit-ouvert, ont été données pour la mesure de R_c , α et v des lignes à faibles pertes : l'une utilise la composante réelle seule de l'image du court-circuit, l'autre la composante imaginaire seule, dans l'intervalle de deux résonances consécutives. La comparaison des évaluations faites des deux façons, sur la ligne en téflon,a prouvé la cohérence des mesures, à quelques pourcents près et la qualité de l'appareillage adopté.

Cette comparaison a prouvé aussi, qu'à la différence de l'Optique, les lignes à retard en radiofréquences offrent un champ d'investigation idéal à la vérification des relations de DISPERSION. La relation des extrêmums a été vérifiée avec une précision exceptionnelle en électronique : 1 % près en moyenne, sur quatorze modes consécutifs, entre 7 et 20 MHz, tandis que les relations établies, au 3^e ordre près, identiques à celles de l'absorption dipolaire de DEBYE, se sont montrées aptes à représenter les spectres dans une grande étendue de fréquence autour des résonances demi-onde.

On s'est demandé, à ce propos, si la relation des extrêmums constituait une propriété mathématique générale de la transformation de HILBERT ou une propriété particulière du couple des fonctions transformées. Un exemple de fonction paire, très simple, approchant le cas général, a montré qu'il

s'agit d'une propriété approchée de la transformation, devenant rigoureuse dans le cas particulier des fonctions de DEBYE.

Une preuve encore plus tangible de la cohérence des mesures à bas niveau, dont il vient d'être question, est celle apportée par l'expérimentation à haute puissance, avec un émetteur de 5 kW. On a pu produire, sans immersion, des impulsions bien calibrées, allant jusqu'à 20 kV crête. Au-delà, le claquage intérieur à la ligne, au point prévu pour un taux d'ondes stationnaires maximal, atteste bien du "débordement" d'énergie d'une ligne convenablement chargée en H.F. . Le tracé complet du graphique représentatif de cet état de charge, à différents instants, a été effectué sur ordinateur et table traçante.

On a voulu compléter les méthodes de mesure, indiquées pour les lignes à faibles pertes, en traitant le cas des lignes à pertes élevées. Les expressions mathématiques exactes des quatre caractéristiques,en fonction des quatre valeurs mesurées en court-circuit et en circuit ouvert compensé,avaient déjà fait l'objet d'une publication en 1968. On les a rendues propices à un usage courant de laboratoire par la création d'un abaque nouveau (réseau orthogonal de coniques homofocales) qui, associé au diagramme cartésien, donnant les deux composantes de l'impédance caractéristique, permet la détermination simultanée des constantes d'atténuation et de phase, à la régle et au compas.

Outre ces méthodes de mesure en onde monochromatique, on a apporté, au passage, une simplification intéressante à la méthode des échos.

Les résultats d'une étude théorique et pratique sur un transformateur H.F. à ferrite, construit antérieurement à la mise en œuvre du nouveau procédé, sont également reproduits dans ce travail. On a de même envisagé théoriquement l'éventualité d'une ligne à noyau de ferrite.

La ligne construite en vue de l'immersion dans l'azote liquide s'est avérée tout aussi satisfaisante dans l'air. Le bon fonctionnement de l'expérience cryogénique, où l'écueil principal du givrage fut circonvenu par la construction d'électrodes spéciales, laisse espérer une extrapolation très prometteuse en supraconductivité. Un autre écueil mérite toutefois d'être mentionné dans ce cas : la longueur des connexions. En effet, les anomalies apparentes de l'impédance caractéristique et de la constante d'atténuation, vers 10 MHz, seraient attribuables au fait que la correction d'extrémité, appliquée aux conne-

xions courtes, devient insuffisante dans ce cas. On avait pris tout d'abord ces anomalies pour une résonance dipolaire du diélectrique. Mais il semble que l'illusion doive s'effacer au regard des nouvelles expériences réalisées, en tout dernier lieu, avec le souvenir de cette pensée de FONTENELLE: " Je ne suis pas si convaincu de notre ignorance, par les choses qui sont et dont nous ignorons la cause, que par celles qui ne sont point et dont nous trouvons aisément la raison... On fit des livres, puis on s'aperçut que la dent n'était pas d'or. " (cité de mémoire).

APPENDICE I

Ce résultat, qui peut paraître évident, s'établit en toute rigueur comme suit. Soit p la probabilité de révélation d'une trace en présence des (n-1) autres et q la probabilité contraire (p + q = 1) .

Il s'agit de comparer p à l'efficacité multitrace : $(\overline{\frac{i}{n}})$, valeur moyenne de la fréquence relative $\frac{i}{n}$, sachant que i traces apparaissent au cours d'un déclenchement $(0 \leqslant i \leqslant n)$. Or la probabilité $p(\frac{i}{n})$ d'observer la fréquence $\frac{i}{n}$ suit une loi binomiale :

$$p(\frac{i}{n}) = C_n^i \, p^i \, q^{n-i}$$ [Ma 0] p. 438

dont la valeur moyenne est, par définition :

$$(\overline{\frac{i}{n}}) = \sum_{i=0}^{n} \frac{i}{n} \cdot p(\frac{i}{n}) = \sum_{i=1}^{n} \frac{i}{n} \cdot C_n^i \, p^i \, q^{n-i}$$

or : $$\frac{i}{n} C_n^i = \frac{i}{n} \frac{n!}{i!\,(n-i)!} = \frac{(n-1)!}{(i-1)!\,[(n-1)-(i-1)]!} = C_{n-1}^{i-1}$$

donc : $$(\overline{\frac{i}{n}}) = \sum_{i=1}^{n} C_{n-1}^{i-1} \, p^i \, q^{n-i}$$

soit, en posant : $i - 1 = j$,

$$(\overline{\frac{i}{n}}) = p \sum_{j=0}^{n-1} C_{n-1}^{j} \, p^j \, q^{(n-1)-j} = p\,(p+q)^{n-1} = p$$

C.Q.F.D.

Ce résultat classique peut se démontrer autrement [Ma 1] p. 438-9.

APPENDICE II

IONISATION SPECIFIQUE - SECTIONS EFFICACES.

1 - Montrons que la définition énoncée (correspondant à une valeur moyenne linéique) coïncide avec la densité de probabilité linéique :

$$\frac{dP_i}{dx} = n\,\sigma_i \qquad (II,1)$$

où n représente la concentration moléculaire,

σ_i la section efficace d'ionisation (aire apparente présentée, par une molécule, à la particule projectile, pour un choc ionisant)

P_i, notation simplifiée de $P(\Delta x)_i$, la probabilité de créer une paire d'ions dans l'intervalle Δx, de longueur finie,

x la longueur de parcours.

Considérons un cylindre droit de section S et de hauteur Δx, intervalle de parcours suffisamment petit, pour que les projections, parallèlement à la trajectoire, des sections apparentes σ_i des molécules qu'il contient, ne se recouvrent pas (fig. II, 1). Par définition des probabilités géométriques on a :

$$P(\Delta x)_i = P_i = \frac{n \,.\, S \,.\, \Delta x \,.\, \sigma_i}{S} = n \,.\, \sigma_i \,.\, \Delta x \,. \qquad (II,2)$$

Précisons que Δx est un accroissement fini (qui ne tend pas vers zéro à la différence de dx), ce qui nous permet d'écrire dans le membre de gauche P_i et non la différentielle : $dP_i = \frac{dP_i}{dx}\,dx$. C'est que l'équation II, 2 définit une probabilité et non sa différentielle. En effet, s'il en était autrement, nous pourrions intégrer de 0 à x (grand) l'équation différentielle :

$$dP_i = n\,\sigma_i\,dx \qquad (II,3)$$

d'où :

$$P_i(x) = n\,\sigma_i\,x + P_i(0) = n\,\sigma_i\,x$$

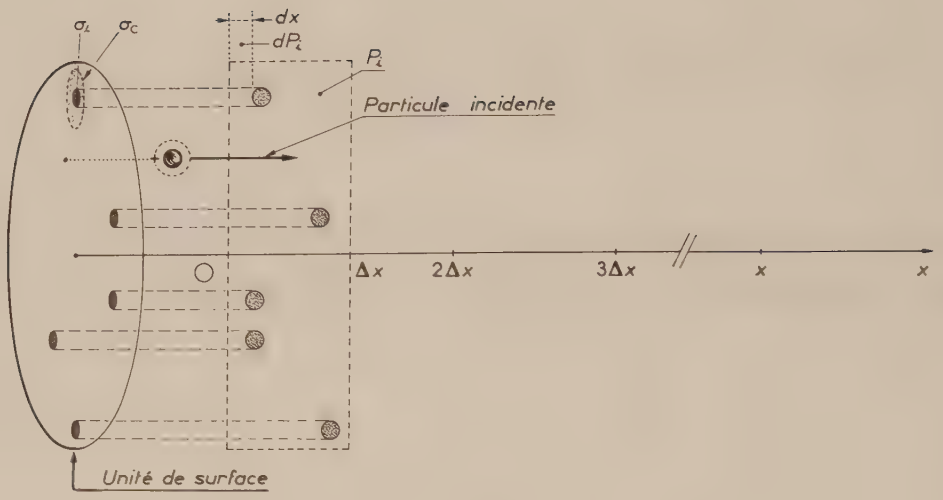


fig. II,1

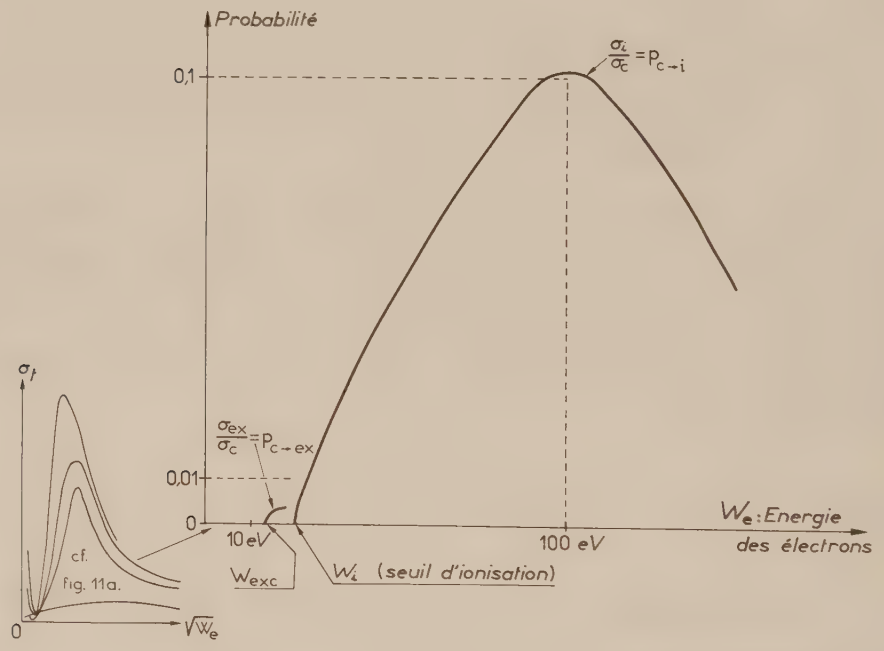


fig. II,2

résultat évidemment absurde.

Toutefois l'intégration de II,3 de 0 à Δx donnant II,2 , on peut représenter le rapport :

$$\frac{P_i}{\Delta x} \quad \text{par} \quad \frac{dP_i}{dx} \ .$$

$\frac{\Delta W_o}{W}$ Admettons que la particule ne perde qu'une très petite fraction de son énergie pour engendrer une paire d'ions. Dans ce cas, les probabilités d'ionisation P_1 , P_2 , ... P_k , dans les k intervalles de longueur Δx , en lesquels on peut décomposer le parcours de 0 à x , sont égales à : $P(\Delta x)_i = P_i$.

La probabilité p(i) d'obtenir i ionisations sur le parcours Ox suit la loi binomiale :

$$p(i) = C_k^i \ P_i^i \ (1-P_i)^{k-i}$$

dont la valeur moyenne : $\sum_{i=0}^{k} i \ . \ p(i)$ vaut : kP_i (cf. appendice I).

Or : $k = \frac{x}{\Delta x}$, donc le nombre moyen d'ionisations sur la longueur x vaut :

$$\frac{xP_i}{\Delta x}$$

et le nombre moyen de paires d'ions produites par unité de longueur est bien égal à la densité de probabilité :

$$\frac{P_i}{\Delta x} \quad \text{ou} \quad \frac{dP_i}{dx} \ .$$

2 - Généralisation - Sections efficaces :

D'une manière générale on a :

$$\frac{dP_c}{dx} = n \ (\sigma_i + \sigma_{ex} + \sigma_e + \sigma_d) = n\sigma_c$$

d'après le principe des probabilités totales, puisque les éléments qui composent la somme se rapportent à des évènements qui s'excluent, dans l'intervalle Δx considéré au paragraphe ci-dessus ; σ_i se rapporte à l'ionisa-

tion, σ_{ex} à l'excitation, σ_e au choc élastique, σ_d aux évènements divers (attachement, recombinaison ...). Leur total σ_c représente la section efficace de choc, quelle qu'en soit l'issue.

Les sections efficaces, grandeurs intrinsèques liées à la molécule et non à la concentration moléculaire, méritent d'être considérées de préférence aux densités de probabilité correspondantes ce qui permet de donner des ordres de grandeur (fig. II, 2). Pour les électrons de très basse énergie ($\leqslant$ eV) dans les gaz rares, σ_e domine, tandis que $\sigma_i = 0$ et $\sigma_{ex} = 0$. A basse énergie, comprise entre les seuils d'excitation et d'ionisation ($\approx$10 eV), σ_{ex} passe par un maximum tandis que σ_i reste nul. La probabilité $p_{c \to ex}$ qu'un choc s'accompagne d'une excitation, égale à $\frac{\sigma_{ex}}{\sigma_e}$ d'après le principe des probabilités composées, vaut, à son maximum : quelques 10^{-3} [La 1] p. 29. Enfin, à des énergies supérieures à W_i (> 20 eV), la probabilité d'ionisation sachant qu'il y a eu choc : $p_{c \to i} = \frac{\sigma_i}{\sigma_c}$ (probabilités composées) croît jusqu'à un maximum de l'ordre de 0,1 [La 1] p. 18 puis décroît (fig. II, 2).

3 - Influence de l'état du gaz :

Les grandeurs symbolisées par BROWN : P_i ou P_c représentent en réalité $(\frac{dP_i}{dx})_o$ ou $(\frac{dP_c}{dx})_o$ c'est-à-dire les valeurs définies au paragraphe 1 pour des conditions particulières de température et de pression :

$$T_o = 273°K \qquad \text{et} \qquad p_o = 1 \text{ Torr (mm Hg)} \quad .$$

Or, la concentration moléculaire n s'écrit, d'après l'équation d'état des gaz parfaits :

$$n = \frac{p}{kT} \qquad (k : \text{constante de BOLZMANN})$$

d'où, d'après (II, 1) :

$$\frac{dP}{dx} = \frac{p\sigma}{kT} \qquad \text{et} \qquad (\frac{dP}{dx})_o = \frac{p_o\sigma}{k T_o} \qquad (II, 4)$$

soit, en formant le rapport de ces deux équations :

$$\frac{dP}{dx} \Big/ (\frac{dP}{dx})_o = \frac{p}{p_o} \frac{T_o}{T} \quad \text{ou} \quad \boxed{\frac{dP}{dx} = P_{Brown} \cdot \frac{p}{p_o} \frac{T_o}{T} \ (cm^{-1})} \qquad (II, 5)$$

La relation (II, 5) indique le facteur par lequel il convient de multiplier la valeur de P tirée des graphiques de BROWN pour obtenir le $\frac{dP}{dx}$ correspondant à des conditions quelconques : T et p .

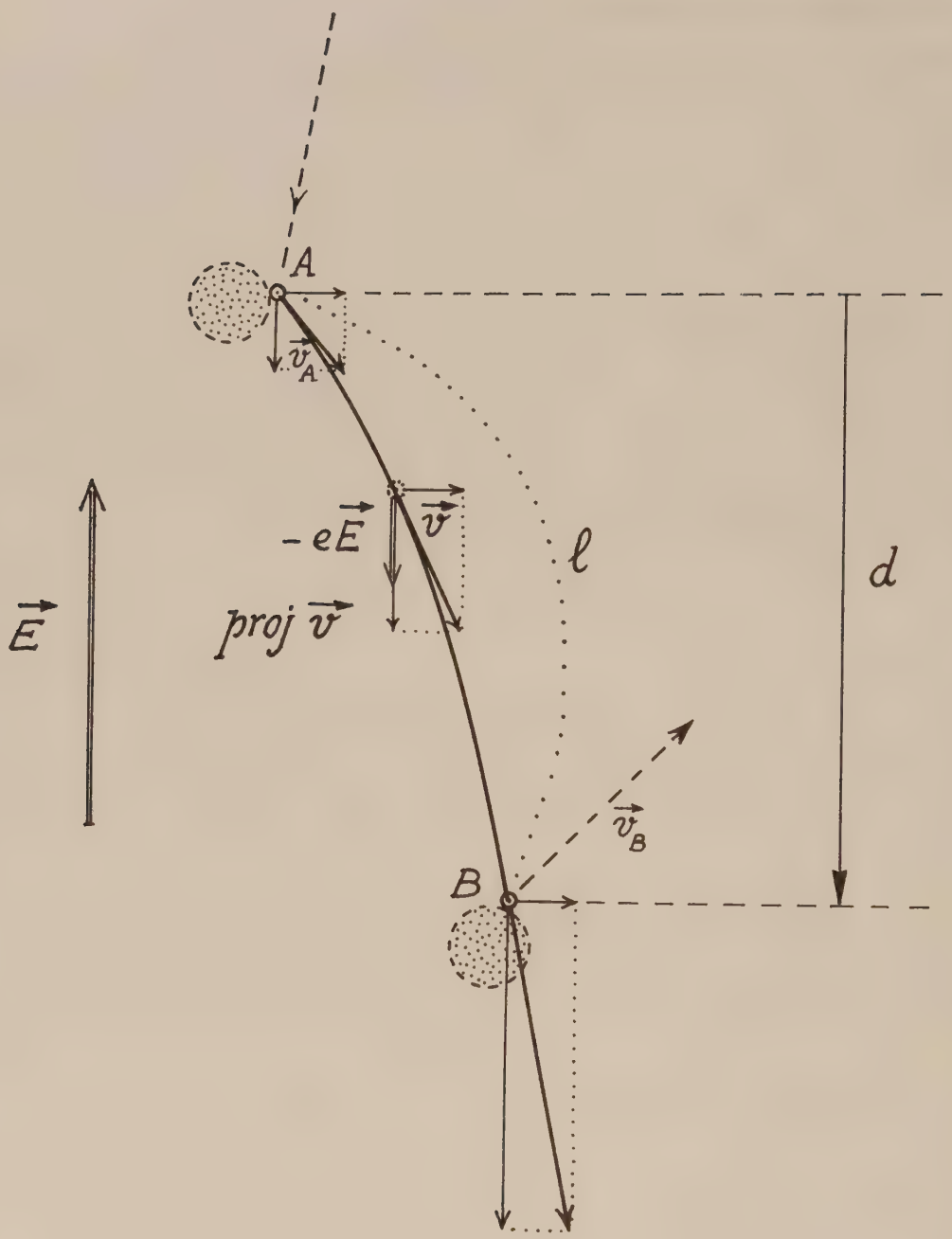
Le passage à σ s'obtient à partir de (II, 4) :

$$\sigma = \frac{kT_o}{p_o} P_{Brown}$$ ou, plus simplement, de (II, 1) :

$$\sigma = \frac{P_{Brown}}{n'_o} \quad \text{avec} \quad n'_o = \frac{n_o}{760} \quad (n_o : \text{nombre de LOSCHMIDT})$$

$$\boxed{\sigma = \frac{P_{Brown}}{3,54} \cdot 10^{-16} \ (cm^2) = 0,283 \cdot P_{Brown} \cdot 10^{-16} \ (cm^2)} \quad (II,6)$$

Notons enfin que BROWN symbolise les sections efficaces par q (p. 3) ou Q (p. 109 par exemple).


A
$\vec{v}_A$
$-e\vec{E}$
$\vec{v}$
ℓ
d
$\vec{E}$
proj $\vec{v}$
$\vec{v}_B$
B

APPENDICE III

VITESSE MOYENNE ET VITESSE DE DERIVE DES ELECTRONS DANS UN CHAMP ELECTRIQUE CONSTANT.

Pour des valeurs de E/p telles que la probabilité de choc élastique électron-molécule reste voisine de l'unité, on peut établir deux relations différentes entre la vitesse de dérive : v_d et la vitesse moyenne : $\overline{v}$, suivant le mode de raisonnement :

(1)- Dérive moyenne entre deux chocs. (figure ci-contre p.)

Soit τ l'intervalle de temps séparant deux collisions. La distance d parcourue pendant ce temps, dans la direction du champ , s'écrit, en désignant par : proj $\vec{v}$ la projection sur la direction du champ de la vitesse instantanée $\vec{v}$:

$$d = \int_A^B \text{proj } \vec{v}.\, dt \qquad (1)$$

Or, si m représente la masse de l'électron, le principe fondamental de la dynamique entraîne :

$$e\,E = m \frac{d\ \text{proj } \vec{v}}{dt} \quad ,$$

d'où, puisque $\vec{E}$ est constant :

$$m.\,\text{proj } \vec{v} = e\,E\,t + m.\text{proj } \vec{v}_A \,. \qquad (2)$$

En reportant (2) dans l'intégrale (1), on obtient :

$$d = \int_0^\tau \text{proj } \vec{v}_A.\, dt + \int_0^\tau \frac{e\,E}{m}\, t\, dt$$

ou :

$$d = \tau\,.\text{proj } \vec{v}_A + \frac{\tau^2}{2}\,\frac{e\,E}{m} \,. \qquad (3)$$

Il faut effectuer une moyenne des relations (3), pour obtenir la dérive moyenne $\overline{d}$ entre deux chocs. Si l'on admet que l'isotropie du vecteur déplace-

ment de l'électron entre deux chocs est faiblement modifiée par le champ, la valeur moyenne de sa projection : $\overline{\tau . \text{proj}\, \vec{v}_A}$ est nulle. Par suite :

$$\overline{d} \approx \frac{\overline{\tau^2}}{2} \frac{eE}{m} \approx \frac{\overline{\tau}^2}{2} \frac{eE}{m} \quad , \qquad (4)$$

à condition de confondre le libre temps quadratique moyen avec le libre temps moyen.

Comme on a, par définition :

$$\overline{d} = v_d \overline{\tau} \qquad (5)$$

et :

$$\overline{\ell} = \lambda = \overline{v}\,\overline{\tau} \quad , \qquad (6)$$

on peut éliminer d et $\overline{\tau}$ entre les relations (4), (5) et (6), d'où il résulte :

$$\boxed{v_d = C \frac{eE}{m} \frac{\lambda}{\overline{v}} \; .} \qquad (C = \frac{1}{2}) \qquad (7)$$

Cette relation (7) est donnée, avec le même coefficient : $C = \underline{1/2}$, par [Go 1] p. 400 et suivantes.

LAPORTE indique [La 1] p. 83 qu'un calcul plus rigoureux, tenant compte de l'agitation thermique des atomes, conduit au coefficient (cf. p. 33) :

$$\left(\frac{\overline{v}}{v_e}\right)^2 = (0,921)^2 = \frac{8}{3\pi} \approx \underline{0,85} \quad , \qquad (8)$$

au lieu de $1/2$. Cette valeur figure également dans le livre de LOEB [Lo 0] p. 220.

On trouve, d'autre part, le coefficient $\underline{1/3}$, au lieu de $1/2$, dans l'équation dite de HERTZ-FOKKER [Ka 1] p. 5, dont il est question p. 51.

Montrons enfin que la relation (7), affectée du coefficient : $C = \underline{1,27}$, est équivalente à la relation d'EIN STEIN (formule (33)-ch. II, 2. C.). En effet, cette relation peut s'écrire :

$$v_d = \mu E = \frac{\frac{1}{2} C e E \lambda \overline{v}}{\frac{1}{2} m \overline{v}^2} \; .$$

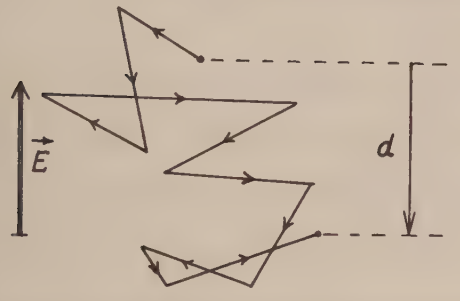
On en déduit, compte tenu de (8) , de $D = \lambda \overline{v}/2$ et de p. 33 :

$$\mu = \frac{C\, e\, D}{0,85\ \frac{3}{2}\, k\, T} \qquad (9)$$

Il est donc nécessaire que : $C = 1,27$ pour que la relation (9) s'identifie avec la relation d'EIN STEIN [De 2] p. 103.

Conclusion : Le coefficient C de la formule (7) prend donc, suivant les auteurs, différentes valeurs comprises entre 0,33 et 1,3.

(2)- Bilan d'énergie sur un grand nombre de chocs (COMPTON).



L'électron reçoit, de la part du champ électrique, sur le parcours d parallèle au champ, l'énergie : e E d et cède, à chaque choc, aux molécules du gaz, la fraction :

$$K = 2,66\ \frac{m}{M} \qquad (10)$$

de son énergie cinétique moyenne : $\frac{1}{2}\, m\, v_e^2$ [La 1] p. 76 .

Dans l'intervalle de temps : d/v_d , le nombre de chocs est :

$$\frac{d}{v_d\, \bar{\tau}} = \frac{d\, \bar{v}}{\lambda\, v_d} .$$

L'énergie perdue au total par l'électron vaudra donc :

$$\frac{K}{2}\, m\, v_e^2\, \frac{\bar{v}}{v_d}\, \frac{d}{\lambda}$$

Comme son énergie cinétique moyenne reste constante à partir d'une durée très courte, consécutive à l'application du champ (temps de relaxation), le bilan énergétique s'écrit, compte tenu de (8) :

$$\frac{3\,\pi}{16}\, K\, m\, \frac{\bar{v}^3}{v_d}\, \frac{d}{\lambda} = e\, E\, d$$

d'où :

$$\boxed{v_d = \frac{3\,\pi}{16}\, \frac{K\, m}{\lambda\, e\, E}\, \bar{v}^3} \qquad (11)$$

(3)- Conséquences.

Les équations (7) et (11) constituent un système à deux inconnues : v_d et $\bar{v}$. On peut donc, soit exprimer chacune de ces grandeurs séparément en fonction des paramètres, soit obtenir une nouvelle relation entre elles, par

élimination d'un groupe de paramètres.

ⓐ - Expressions séparées .

Résolvons le système (7) - (11) en v_d et $\bar{v}$, le coefficient C prenant la valeur 1. On obtient :

$$\bar{v} = \frac{2}{(3 K \pi)^{1/4}} \left(\frac{e E \lambda}{m} \right)^{1/2} = 0,921 \, v_e \qquad (12)$$

$$v_d = \frac{(3 K \pi)^{1/4}}{2} \left(\frac{e E \lambda}{m} \right)^{1/2} \qquad (13)$$

La variable étant $E \lambda$, proportionnelle à E/p , on devrait trouver comme courbes représentatives de $\bar{v}$ et v_d , sur des graphiques à coordonnées logarithmiques, des droites de pente 1/2. L'expérience ne vérifie pas du tout la formule (12) [La 1] p. 89 et figure 10. b. Par contre, la loi de variation (13) semble assez bien vérifiée, lorsqu'on prend des ordonnées logarithmiques sur le graphique 10. a.

ⓑ - Nouvelle relation entre v_d et $\bar{v}$.

En effectuant le produit des équations (11) et (7) (dans laquelle on prend : $C = (0,921)^2$), on trouve :

$$\frac{\bar{v}}{v_d} = \sqrt{\frac{2}{K}} \qquad (14)$$

Cette formule (cf. p. 48) est citée comme résultat de la théorie de COMPTON [Lo 0] p. 226-7, [La 1] p. 85. Toutefois, le rapport de ces deux vitesses n'apparait pas du tout constant lorsqu'on compare les résultats expérimentaux des fig. 10. a et 10. b .

APPENDICE IV

INTEGRALE D'UNE DISTRIBUTION NORMALE A TROIS DIMENSIONS (ou de la loi de MAXWELL).

On sait (p. 39) que la distribution du vecteur déplacement ou celle du vecteur vitesse, en théorie de la diffusion des particules ou en théorie cinétique des gaz respectivement, suit, en projection sur un axe quelconque, une loi normale (ou de GAUSS-LAPLACE), (formule (2) - ch.II, 2.B.d.).

La fonction de distribution des projections de ces vecteurs sur un plan ou loi normale à deux dimensions a été intégrée (formule (10) - ch.II, 2.).

Si l'on recherche maintenant la probabilité $P(G)$ que le module du vecteur soit inférieur à une certaine valeur ρ (vecteur intérieur à une sphère (G)- fig. 12), on est amené à calculer l'intégrale d'une loi normale à trois dimensions, selon le même procédé que pour deux dimensions. La probabilité élémentaire dP_{xyz} , que l'extrêmité du vecteur tombe dans l'élément de volume : dx , dy , dz , de coordonnées : x , y , z , est égale, d'après le principe des probabilités composées, à :

$$dP_{xyz} = dP_x \cdot dP_y \cdot dP_z \quad .$$

Les trois facteurs du second membre ayant la même expression (formule(2)- ch.II,2), on obtient :

$$P(G) = \iiint_{(G)} dP_{xyz} = \iiint_{(G)} dP_x \cdot dP_y \cdot dP_z$$

ou : $$P(G) = \iiint_{(G)} \frac{1}{\sigma^3 (2\pi)^{3/2}} e^{-(x^2 + y^2 + z^2)/2\sigma^2} \, dx \, dy \, dz \quad . \qquad (1)$$

Passons en coordonnées sphériques [An 1] p. 139, afin de bénéficier des simplifications résultant de la symétrie :

$$\left.\begin{array}{ll} x = \rho \sin\theta \cos\varphi & \rho > 0 \\ y = \rho \sin\theta \sin\varphi & 0 \leqslant \theta \leqslant \pi \\ z = \rho \cos\theta & 0 \leqslant \varphi \leqslant 2\pi \end{array}\right\} \quad (2)$$

Le changement de variables dans une intégrale multiple, faisant intervenir le déterminant fonctionnel : J , son calcul donne :

$$J = \frac{\partial(x\ y\ z)}{\partial(\rho\ \theta\ \varphi)} = \begin{vmatrix} \frac{\partial x}{\partial \rho} & \frac{\partial x}{\partial \theta} & \frac{\partial x}{\partial \varphi} \\ \frac{\partial y}{\partial \rho} & \frac{\partial y}{\partial \theta} & \frac{\partial y}{\partial \varphi} \\ \frac{\partial z}{\partial \rho} & \frac{\partial z}{\partial \theta} & \frac{\partial z}{\partial \varphi} \end{vmatrix} = \rho^2 \sin\theta \ . \quad (3)$$

La condition : $J \geqslant 0$ étant réalisée, d'après (2), on peut écrire, à partir de (1) et (3) [De 3] p. 76 :

$$P(G) = \iiint_{(G)} \frac{(2\pi)^{-3/2}}{\sigma^3} e^{-\rho^2/2\sigma^2} \cdot \rho^2 \sin\theta \cdot d\rho \cdot d\theta \cdot d\varphi \ . \quad (4)$$

Décomposons (4) en intégrales simples :

$$P(G) = \frac{(2\pi)^{-3/2}}{\sigma^3} \int_0^{\rho} \rho^2 e^{-\rho^2/2\sigma^2} d\rho \int_0^{\pi} \sin\theta \, d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi$$

Après deux intégrations évidentes, il reste :

$$\boxed{P(G) = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \int_0^{\rho} \frac{\rho^2}{\sigma^3} e^{-\rho^2/2\sigma^2} d\rho} \quad (5)$$

Cette intégrale définie, fonction eulérienne (ou fonction Γ), dite incomplète (car sa borne supérieure n'est pas infinie) ne peut pas s'exprimer, contrairement à l'intégrale de la loi normale à deux dimensions, au moyen de fonctions élémentaires (formule (10) - p. 41). Elle est donc conservée sous la forme (5) et tabulée, comme l'intégrale d'une loi normale à une dimension. Cette table, qui n'est pas courante, reçoit, dans les traités de Probabilités, le nom d'intégrale de la "distribution normale à trois dimensions" ou "distribution nor-

male sphérique" [H. 2] p. 109 (au lieu de la dénomination "loi de MAXWELL" généralement adoptée par les physiciens [Bl 1] p. 7) . On la reproduit ci-dessous [loc. cit.] :

P(G) %	25	50	75	90	95	99
$\frac{\rho}{\sigma}$	1,101	1,538	2,027	2,500	2,795	3,368

On a ainsi la justification de la formule (37) p. 57.

Remarquons que σ n'est pas l'écart-type de la distribution normale sphérique mais celui de la distribution normale à une dimension, déduite de la première par projection sur un axe quelconque. On peut calculer celui-là en introduisant la densité de probabilité tirée de (5) dans la relation de définition (0) p. 39, ce qui conduit à une fonction eulérienne complète, dont la valeur est connue [Br 4] p. 465.

On peut procéder plus simplement en appliquant le théorème de la moyenne (ou espérance mathématique E) d'une somme de variables aléatoires [Cr 0] p. 173 (§ 15. 3) :

$$E(\rho^2) = E(x^2 + y^2 + z^2) = E(x^2) + E(y^2) + E(z^2) = \boxed{3\sigma^2} .$$

Cette méthode permet d'éviter une intégration dans le calcul de la vitesse quadratique moyenne de la distribution de MAXWELL.

APPENDICE V

PARABOLOIDE D'AVALANCHE ELECTRONIQUE.

La délimitation de la zone d'avalanche électronique, avec les hypothèses de RAETHER, conduit au paraboloïde de la figure 12. Avec la convention de A. KASTLER (probabilité de 90 % que le vecteur déplacement reste intérieur à la sphère de diffusion), on trouve, comme lieu des cercles Ω , le paraboloïde dont la méridienne, en trait plein sur la figure, représente l'équation (39) de la page 58. Tous deux passent par l'origine. Si l'on recherche, avec cette dernière convention, l'enveloppe des sphères (G) ,on obtient une délimitation plus exacte. En effet, la diffusion étant isotrope, à partir du point origine et de l'instant initial : $t = 0$, (dans l'hypothèse de RAETHER où tous les électrons sont déjà créés), on doit trouver des électrons en arrière de l'origine, vers les z négatifs, ce qui implique que la frontière cherchée ne doive pas y passer.

L'équation du cercle méridien de la sphère G , de centre z_g , dans le plan de la figure 12, est (d'après (37) et (38) - ch. II, 2) :

$$y^2 + (z_g - v_d t)^2 = \rho_o^2 = 12,5\, D t \qquad (1)$$

Selon la méthode générale de détermination des enveloppes, dérivons (1) par rapport au paramètre :

$$- 2 v_d (z_g - v_d t) = 12,5\, D . \qquad (2)$$

Eliminons le paramètre entre (1) et (2) ; on obtient l'équation de la nouvelle enveloppe :

$$y^2 = \frac{12,5\, D}{v_d} \left(z_g + \frac{12,5\, D}{4 v_d} \right) \qquad (3)$$

C'est encore une méridienne de paraboloïde, égale à celle définie par l'équation (39) p. 58 et dont elle se déduit par une translation parallèle à Oz d'amplitude : $- 12,5\, D / 4 v_d$ (fig. 12).

BIBLIOGRAPHIE

[A. 1] - A. M. E. (Ateliers de Montages Electriques),
77 rue Saint-Charles - PARIS 15e

[Al 1] - A. J. ALCOCK, M. C. RICHARDSON and K. LEOPOLD.- A simple laser - triggered Spark Gap with Subnanosecond Risetime.
The Review of Scientific Instruments, vol. 41, n°7, 1970 - p. 1028.

[Al 2] - A. I. ALIKHANYAN, T. L. ASATIANI, E. M. MATEVOSIAN and R. O. SHARKHATUNIAN
Physics Letters, vol. 4, n°5, mai 1963, p. 295.

[Al 3] - G. D. ALKHAZOV, A. P. KOMAR and A. A. VOROB'EV. - Ionization fluctuations and resolution of ionization chambers.
Nuclear Instruments and Methods 48 (1967) 1-12.

[Al 4] - ALSTHOM - 169 bd. de Valmy - 92 - COLOMBES.

[An 1] - A. ANGOT . - Compléments de Mathématiques.
Editions de la REVUE D'OPTIQUE - PARIS. 1965.

[Ar 1] - F. T. ARECCHI, G. CAVALLERI, E. GATTI, G. REDAELLI. - The light chamber : a "linear" discharge chamber.
Energia Nucleare, vol. 8, n°8, août 1961, p. 539.

[Ar 2] - F. T. ARECCHI, G. CAVALLERI, E. GATTI, G. REDAELLI.-On the operation of the discharge chamber.
Energia Nucleare, vol. 8, n°3, mars 1961, p. 213.

[Ar 3] - F. T. ARECCHI, G. CAVALLERI, P. PRINCIPI, G. REDAELLI.- Experiments with different gas mixtures in the light chamber.
Energia Nucleare, vol. 9, n° 12, décembre 1962, p. 713.

[Au 1] - P. AUTONÈS, J. POINSIGNON, J. ROUSSEAU et J. TEIGER. - Circuits de commande d'une chambre à étincelles.
Jour. Phys. suppl. au n° 10 - T. 24 - octobre 1963, p. 147 A.

[Au 2] - P. AUTONÈS, P. BAREYRE, J.J. BEAUVAL, E. BONNIN, P. PRUGNE, G. VALLADAS. - La chambre à étincelles de 50 cm. L'Onde Electrique, t XLII, n° 422, mai 1962, p. 454.

[Au 3] - P. AUTONÈS, P. BAREYRE, J.M. GAILLARD, G. ROBERT and R. SEIGE. - A large spark chamber for polarization measurements. Nuclear Instruments and Methods 24 (1963) p. 418-424.

[Av 1] - K.M. AVAKIAN, A.I. ALIKHANIAN, T.L. ASATIANI, I.E. VASINYUK, L.A. ZHIROVA, V.A. IVANOV, V.M. KRISHCHIAN, E.M. MATEVOSSIAN, L.V. TEPLYASHINA.- On the accuracy of charged particle momentum measurements in wide gap spark chambers. Cf. [C. 1] p. 12. 2.

[Ba 1] - P. BABY. - Communication privée d'une étude comparative des courbes relatives aux émulsions 2475, 2485, 2484, 8403. Laboratoire de Recherches KODAK - VINCENNES - (21 août 1970).

[Ba 2] - J. BASS. - Cours de Mathématiques - Tome II (3e édition). Edit. MASSON - PARIS - 1964.

[Bl 1] - E. BLOCH et Y. ROCARD. - Théorie cinétique des gaz. Edit. A. COLIN - PARIS - 1965.

[Bo 1] - V.N. BOLOTOV and M.I. DEVISHEV F.I.A.N. Moscow Report A.49 - 1963.

[Bo 2] - C. BORDÉ et P. BOYER. - Propagation d'une onde électromagnétique U.H.F. sur l'hélice court-circuitée d'un spectromètre R.P.E. L'Onde Electrique t. XLVIII, n° 490, janvier 1968, p. 51-54.

[Bo 3] - A. BOUCHERIE, J. GARCIA, J-F. MOUGEL.-Chambre à étincelles à fils et à tores de grandes dimensions. Cf. [C. 1] p. 17-1.

[Br 1] - L. de BROGLIE. - Savants et Découvertes. Edit. ALBIN MICHEL - PARIS - 1951.

[Br 2] - S.C. BROWN. - Basic data of plasma physics. Technology Press of M.I.T and WILEY - NEW-YORK-1959.

[Br 3] - G. BRUHAT et A. KASTLER. - Optique. Edit. MASSON - PARIS - 1965.

[Br 4] - G. BRUHAT et A. KASTLER.- Thermodynamique.
Edit. MASSON - PARIS - 1962.

[Br 5] - G. BRUHAT et GOUDET. - Electricité.
Edit. MASSON - PARIS - 1963.

[Bu 1] - F. BULOS, A. ODIAN, F. VILLA and D. YOUNT. -
SLAC report N. 74 (1967).

[Bu 2] - F. BULOS, A. BOYARSKI, R. DIEBOLD, B. RICHTER, A. ODIAN, F. VILLA (SLAC). - Development of streamer spark chambers.
I.E.E.E. Transactions on Nuclear Science, août 1965, p. 22-27.

[C. 1] - Colloque International sur l'Electronique Nucléaire - Versailles, 10-13 septembre 1968. (S.F.E.R).
Edit. La Documentation Française, 31 Quai Voltaire - PARIS.

[C. 2] - Troisième Colloque International sur l'Electronique Nucléaire - Paris, 25-27 novembre 1963.
L'Onde Electrique , n° 445, avril 1964, p. 328 à 341.

[Ca 1] - G. CAVALLERI, E. GATTI et G. REDAELLI. -Light Chamber or Gas- Amplified Scintillation Chamber.
Il Nuovo Cimento , vol. XXV, n° 6, septembre 1962, p. 1282-91.

[Ca 2] - G. CAVALLERI, E. GATTI, R. HABEL, E. IAROCCI, T. LETARDI et R. VISENTIN. - Isotropic monogap chamber pulsed with damped oscillation.
Il Nuovo Cimento , vol. XLI , A, n° 3, 21 janvier 1966.

[Ca 3] - G. CAVALLERI, E. GATTI et G. REDAELLI. - Light chamber or gas amplified scintillation chamber.
Nuclear Instruments and Methods, 20, 1963, p. 238-241.

[Ca 4] - G. CAVALLERI, E. GATTI and P. PRINCIPI. - Experimental measure of the diffusion coefficient in pure neon...
Il Nuovo Cimento, serie X, vol. 31, janvier 1964, p. 318-324.

[Ca 5] - G. CAVALLERI, E. GATTI and A. M. INTERLENGHI.- Improvements of the measurement of electron diffusion coefficients by the light chamber technique.
Il Nuovo Cimento, serie X, vol. 40, décembre 1965, p. 450-453.

[Ch 0] - G. CHARPAK. - Principe et essais préliminaires d'un nouveau détecteur permettant de photographier la trajectoire de particules ionisantes dans un gaz.
Journal de Physique, 18, n° 8-9, lettre à la rédaction du 17 juillet 1957, p. 539.

[Ch 1] - G. CHARPAK. - Evolution des techniques des chambres à étincelles en 1968.
Cf. [C. 1] p. 1-1 à 1-44.

[Ch 2] - G. CHARPAK, et al. . - The use of multiwise proportional counters...
Nuclear Instruments and Methods, n°20, 1968, p. 235.

[Ch 3] - G. CHARPAK, L. MASSONET et J. FAVIER. - The development of spark chamber techniques.
Progress in Nuclear Techniques and Instrumentation, vol. I.
Edit. F. J. M. FARLEY - CERN - 1965.

[Ch 4] - G. CHARPAK et L. MASSONET. - Some developments of the discharge chamber.
The Review of Scientific Instruments, vol. 34, n° 6, juin 1963, p. 664 - 669.

[Ch 5] - G. E. CHIKOVANI, V. N. ROINISHVILI and V. A. MIKHAILOV. - Operation mechanism of the track spark chamber.
Nuclear Instruments and Methods 29 (1964) p. 261 - 269.

[Ch 6] - G. E. CHIKOVANI, V. N. ROINISHVILI, V. A. MIKHAILOV and A. K. JAVRISHVILI. - Track spark chamber with isotropic properties as a device to study heigh - energy nuclear interactions.
Nuclear Instruments and Methods 35 (1965) p. 197 - 202.

[Co 1] - J. M. CORK. - Radioactivité et physique nucléaire.
Edit. DUNOD - PARIS - 1960.

[Cr 0] - H. CRAMÉR. - Mathematical Methods of Statistics.
Edit. Princeton University Press - PRINCETON USA - 1946 -(1961)

[Cr 1] - J. W. CRONIN
Rev. Sci. Inst. 33 (1962) 946.

[Cr 2] - J.W. CRONIN. - Spark chambers - State of the art.
I.R.E. Trans - NS. 9 n° 3, juin 1962, p. 247 - 255.

[Da 1] - M.I. DAĬON and G.A. LESKIN.
Soviet Physics - USPEKHI 6, (1963) 428.

[Da 2] - V.A. DAVIDENKO, B.A. DOLGOSHEIN, V.K. SEMENON et S.V. SOMOV. - Measurements of the relativistic increase of the specific primary ionization in streamer chamber.
Cf. [C. 1] p. 15-1 à 15-16.

[De 1] - J.L. DELCROIX et F. PRÉVOT. - Cours I.N.S.T.N. (3e cycle) fascicule V_1 - Décharge dans les gaz.
Edit. C.D.U. - PARIS.

[De 2] - J.L. DELCROIX. - Introduction à la théorie des gaz ionisés.
Edit. DUNOD - PARIS - 1959.

[De 3] - R. DELTHEIL. - Compléments de Mathématiques Générales, T.II.
Edit. BAILLIERE - PARIS - 1954.

[De 4] - G. DELYON. - Les applications des ferrites en télécommunications et en électronique.
Rapport L.T.T. - SF/4370/22. (1957).

[Di 1] - D. DICKINSON, J. HELLAND and V. PEREZ-MENDEZ
Bull. Am. Phys. Soc. 9 (1964), 716.

[Do 1] - B.A. DOLGOSHEIN, B.I. LUCHKOV and B.U. RODIONOV. - The streamer chamber.(Traduction).
Soviet Physics J.E.T.P. vol. 19, n°6, décembre 1964, p. 1315.

[Do 2] - R.J. DOVIAK, P.P. LOMBARDINI et J. GOLDHIRSH. - A note on the microwave spark chamber.
Nuclear Instruments and Methods, n° 48, 1957, p. 344.

[E. 1] - EUROVERRE, 18 rue Massena - 92 - RUEIL-MALMAISON.

[Fa 1] - I.V. FALOMKIN, M.M. KULYUKIN, V.I. LYASHENKO, G.B. PONTECORVO et Yu.A. SCHERBAKOV. - A large volume gas scintillation counter.
Cf. [C. 1] p. 32-1.

[Fa 2] - I.V. FALOMKIN, M.M. KULYUKIN, G.B. PONTECORVO et Yu.A. SCHERBAKOV. - A streamer chamber filled with helium and large admixtures of hydrogene and methane.
Cf. [C. 1] p. 8-1.

[Fi 1] - D. FINKELSTEIN, Ph. GOLDBERG and J. SHUCHATOWITZ. - High voltage impulse system.
The Review of Scientific Instruments, vol. 37, n° 2, 1966 - p. 159.

[Fi 2] - J. FISCHER, G.J. IGO et S.B. ORBESEN. - Digitized spark chamber with very high spatial resolution...
Cf. [C. 1] p. 5-1.

[Fi 3] - J. FISCHER and G.T ZORN. - Reduction of delay...
IRE transistors, N.S.9, n° 3, juin 1962, p. 261.

[Fl 1] - W. FLÜGGE. - Four-place tables of transcendental fonctions.
Pergamon Press - LONDON - 1954.

[Fu 1] - S. FUKUI, S. HAYAKAWA, T. TSUKISHIMA et H. NUKUSHINA. - The microwave discharge chamber.
Proc. Int. Conf on Instrumentation in High Energy Physics : Berkeley 1960- Edit. Inter-Science - N.Y - 1961.

[Fu 2] - S. FUKUI et al.- Microwave discharge chamber.
Nuclear Instruments and Methods n° 20, 1963, p. 236.

[Fu 3] - S. FUKUI et B. ZACHAROV. -
Nuclear Instruments and Methods n° 23, 1963, p. 24.

[Fu 4] - S. FUKUI et S. MIYAMOTO. - A new type of particle detector : the "discharge chamber".
Il Nuovo Cimento vol. XI, n° 1, 1959, p. 113.

[Fu 5] - H. FULBRIGHT and D. KOHLER. -
University of Rochester, Report NYO 9560.

[G. 1] - Guide de l'utilisateur de profilés plastiques. - 1^{e} Edit. 1966.
S.N.E.P.P. 3 rue Copernic - PARIS - 16^{e}.

[Ga 1] - J.M. GAILLARD. - Les chambres à étincelles.
L'Onde Electrique, t. XLII, n° 422, mai 1962, p. 448.

[Ga 2] - J.P GARRON, D. GROSSMAN and K. STRAUCH. -

The Review of Scientific Instruments vol. 36, n° 3 - 1965 - p. 264-270.

[Ge 1] - H. GELERNTER. - Nuovo Cimento 22 (1961) p. 631.

[Go 1] - GOLDSTEIN. - Advances in Electronics and Electron Physics, vol. VII. Edit. MARTON, NEW-YORK, 1955.

[Gr 1] - P. GRIVET et R. LEGROS. - Physique des circuits, Tome I. Edit. MASSON - PARIS - 1960.

[Gr 2] - P. GRIVET. - Méthodes radioélectriques de la résonance paramagnétique - La Spectroscopie en Radiofréquences . Editions de la Revue d'Optique - PARIS - 1957.

[Gr 3] - P. GRIVET. - Physique des lignes de haute fréquence et d'ultra-haute fréquence, Tome I. Edit. MASSON - PARIS - 1969.

[Gu 1] - P. GUENARD . - Evolution des générateurs et amplificateurs en hyperfréquences. L'Onde Electrique , n° 457, avril 1965, p. 408-411.

[Gu 2] - R. GUILLIEN. - Electronique. Edit. P.U.F. ("Euclide") - PARIS - 1966.

[Gy 1] - E. GYGI and F. SCHNEIDER. - A nanosecond pulse generator of 200 kV amplitude. Rapport CERN (Genève) n° 64-46, Novembre 1964.

[H. 1] - HANDBOOK OF CHEMISTRY AND PHYSICS. - Edit. Chemical Rubber Pubishing CO. Cleveland, (OHIO) - 40e édition - 1958 .

[H. 2] - HANDBOOK OF PROBABILITY AND STATISTICS. - Edit. Sandusky, OHIO.

[H. 3] - ELECTRICAL ENGINEERS' HANDBOOK. - (Pender et Ilwain). Edit. WILEY (1957).

[Ha 1] - D. HALLIDAY. - Introductory Nuclear Physics - 2e Edit. Wiley, NEW-YORK-1958.

[He 1] - W. B. HEBENSTREIT. - Magnétrons.

[He 2] - HEWLETT-PACKARD (France) 150 bd. Massena - PARIS - 13e.

[Ho 1] - K.H. HÖHNE and F. SCHNEIDER. - The influence of molecular gas admixtures on the sensitive time of a rare gas filled spark chamber. Rapport CERN - PS/3950 - juillet 1963.

[Ja 1] - J. JAVELLAUD. - Eléments de calcul d'un cryostat. Rapport C.E.A - Groupement technique.

[Je 1] - W.P. JESSE and J. SADAUSKIS. - Phys. Rev. 97 (1955) 1668.

[Je 2] - W.P. JESSE and J. SADAUSKIS. - Phys. Rev. 90 (1953) 1120 L.

[Je 3] - W.P. JESSE and J. SADAUSKIS. - Phys. Rev. 88 (1952) 417 L.

[Ka 0] - T. KAHAN. - Physique théorique, T.I, vol.II. Edit. P.U.F - PARIS - 1960.

[Ka 1] - A. KASTLER. - Communication privée (mémoire de 1963).

[Ka 2] - A. KASTLER et al. - La Spectroscopie en Radiofréquences. Edit. Revue d'Optique - PARIS - 1957.

[Ke 1] - L.P. KELLER, R.A. SCHLUTER, G.R. BURLESON and T.O. WHITE. - Precise Track measurements in a wide gap spark chamber. I.E.E.E. Transactions on Nuclear Science, août 1965, p. 19.

[Ke 2] - R. KELLER. - Haute fréquence de grande puissance obtenue au moyen d'un générateur à ligne. Helvetica Physica Acta. vol. 38, 1965, p. 328-336.

[L. 1] - L.T.T. (Lignes Télégraphiques et Téléphoniques) 89 rue de la Faisanderie - PARIS - 16^{e}. Rapport T. 60098/57.172 (21 juin 1957) : "circuits de volume important".

[La 1] - M. LAPORTE. - Décharge électrique dans les gaz. Edit. A. COLIN - PARIS - 1948.

[Le 0] - J. LECOMTE, R.J. LE GARDEUR, J. TAILLET. - La cavité accélératrice de Saturne. L'Onde Electrique, n° 387, juin 1959, p. 543.

[Le 0'] - Y.W. LEE. - Statistical theory of communication. Edit. WILEY - 1960.

[Le 1] - M. LEMOINE. - D.Ph.P.E. SACLAY. - Communication privée.

[Le 2] - W.R. LEPAGE et S. SEELY. - General Network Analysis.
Mc. GRAW-HILL - NEW-YORK - 1952.

[Le 3] - I.A.B. LEWIS and F.H. WELLS. - Millimicrosecond Pulse Techniques.
Edit. PERGAMON Press - LONDRES 1959.

[Le 4] - I. LEWIS. - Electronic Engineering, vol. 27, 1955, p. 332.

[Li 1] - A. LIETTI. - 30-40 Mégawatts R.F. Line Pulse Generator.
The Review of Scientific Instruments, vol. 36, n° 1, 1965, p. 13-15.

[Li 2] - A. LIETTI. - Radio frequency pulse generators to produce a 1,8 kG rotating field in a plasma.
The Review of Scientific Instruments, vol. 39, n° 6, 1968, p. 900-903.

[Li 3] - S.J. LINDENBAUM. -
Cf. [C. 1] p. 50-4 et 51-2.

[Lo 0] - Leonard B. LOEB. - BASIC PROCESSES OF GASEOUS ELECTRONICS.
Edit. University of California Press - BERKELEY et LOS-ANGELES-1961.

[Lo 1] - Wayne L. LONG. - Simplified observation of photomultiplier pulses with a sampling oscilloscope.
The Review of Scientific Instruments, vol. 34, n° 4, 1963, p. 430.

[Ma 0] - W.W. MACALPINE and R.O. SCHILDKNECHT. - Coaxial resonators with helical inner conductor.
Proc. I.R.E., décembre 1959, p. 2099-2105.

[Ma 1] - H. MARGENAU and G.M. MURPHY. - The Mathematics of physics and chemistry.
Edit. VAN NOSTRAND - NEW-YORK - 1956 (2e édition).

[Ma 2] - J. MARTINEAU. - Diplôme d'Etudes Approfondies d'Electronique (3e cycle) D.E.G/S.I.N - SACLAY - 1966.

[Ma 3] - J. MARTINEAU. - Thèse de 3e cycle d'Electronique D.E.G/S.I.N SACLAY - 1967.

[Ma 4] - E. MARX. - Elecktrotech. Z., 45, (1924) 652.

[Ma 5] - J.C. MATHEAU. - Résonateurs à lignes non uniformes.
L'Onde Electrique, n° 478, janvier 1967, p. 91-104.

[Ma 6] - J. MAUREL, P. SEGUR, J.P. TRAPP et D. BLANC. - L'efficacité de détection des chambres à étincelles et son calcul précis.
Nuclear nstruments and Methods, 42, 1966, p. 173-180.

[Me 1] - J.M. MEEK et J.D. CRAGGS. - Electrical Breakdown of Gases.
Clarendon Press - OXFORD - 1953.

[Me 2] - G. METZGER, F. SCHMITT, J. GRESSER, M. RIEDINGER, G. SUTTER. - Analyse du fonctionnement des chambres à étincelles à échantillonnage.
Revue de Physique Appliquée, T. 5, n° 5, octobre 1970, p. 771-776.

[Me 3] - G. METZGER, M. RIEDINGER, F. SCHMITT, G. SUTTER et P. CHEVALLIER. - Etude d'un générateur d'impulsions très haute tension pour application à un système de chambres à étincelles.
Nuclear Instruments and Methods, 48, 1967, p. 315.

[Mi 1] - V.A. MIKHAĬLOV, V.N. ROĬNISHVILI and G.E. CHIKOVANI. - Track spark chamber.
Soviet Physics J.E.T.P., vol. 18, n° 2, février 1964, p. 501.

[Mo 1] - J.P. MORUCCI. - Thèse -
Rapport C.E.A., R-3967, juillet 1970.

[Mo 2] - J. MOVCHET. -
Cf. [C. 1] p. 18-1.

[Na 1] - A.S. NACIBOV and V.L. LOMAKIN. - Generator for rectangular pulses (traduit du russe).
Instruments and experimental techniques, n°3, mai-juin 1965, p. 592.

[Na 2] - A.S. NASIBOV and B.L. LOMAKIN. - Generator for short high-voltage pulses(traduit du russe).
Instruments and experimantal techniques, n°3, mai-juin 1965, p. 595.

[Na 3] - A.S. NASIBOV, V.L. LOMAKIN and V.G. BAGRAMOV. - Generation of high-voltage pulses of short duration.
Instruments and experimental techniques, n° 5, sept.-oct. 1965 p. 1156.

[Na 4] - A.S. NASIBOV. - Transformateur à câbles pour le formage d'impulsions de haute tension d'une durée de quelques nanosecondes.
Inst. Phys. LEBEDEV- MOSCOU- 1967.
(trad. CERN - 68-5, avril 1968).

[Ne 1] - M.J. NEUMANN and H. SHERRARD. - Spark chamber for electronic data retrieval.
I.R.E Transactions - N.S.9, n° 3, juin 1962, p.259.

[P.1] - PROCHAL, 5 rue Bellini - 92 - PUTEAUX.

[Pa 1] - R. PAPOULAR. - Phénomènes électriques dans les gaz.
Edit. DUNOD - PARIS - 1963.

[Pe 1] - V. PEREZ-MENDEZ. - Review of film-less spark chamber techniques.
I.E.E.E. Transactions on Nuclear Science, août 1965, p.13.

[Pe 2] - J. PERRIN. - Les atomes.
Edit. Presses Universitaires de France - PARIS - 1948.

[Pi 1] - J.R. PIERCE and P.K. TIEN. - Coupling of modes in helixes.
Proceedings of the I.R.E. sept. 1954, p. 1389-96.

[Pi 2] - J.R. PIERCE. - Theory of the beam-type traveling wave tube.
Proceedings of the I.R.E. fev. 1947, p. 111-127.

[Po 1] - J. POTTIER. - Communication privée.

[R. 1] - Radio Instruments and Measurements. - Circular of the Bureau of Standards.
(N.B.S.) p. 71-86.

[R. 2] - RHONE-POULENC, 22 avenue Montaigne - PARIS - 8e.

[Ra 1] - H. RAETHER. - Electron Avalanches and Breakdown in Gases.
Edit. Butterworths - LONDRES - 1964.

[Ra 2] - H. RAETHER. - L'avalanche d'électrons et sa transformation en décharge autonome. Traduction C.E.A n° A. 1774 du 18. 1. 65.
Original : Zeitschrift für angewandte physik, 7 - 1955 - 50-56.

[Ra 3] - G.L. RAGAN. - Microwave transmission circuits.
Dover Publications - NEW-YORK - 1965.

[Re 1] - J.F. REINTJES and G.I. COATE. - Principles of Radar.
Edit. Mc GRAW-HILL - NEW-YORK - 1952.

[Ro 0] - Y. ROCARD. - Thermodynamique.
Edit. MASSON - PARIS - 1952.

[Ro 1] - A. ROBERTS. - Les chambres à étincelles : état actuel de développement.
Cf. [C.2].

[Ro 2] - A. ROBERTS. - Spark chambers : the state of the art.

[Ro 3] - A. ROBERTS. - Some current performance characteristics of visual spark chamber systems.
I.E.E.E. Transactions onNuclear Science, août 1965, p.90.

[Ro 4] - Bruno B. ROSSI et Hans H. STAUB. - Ionization chambers and counters.
Mc. GRAW-HILL (NEW-YORK - 1949).

[Ro 5] - E. ROUBINE. - Lignes et antennes (tome 1)
Edit. "Revue d'Optique" - PARIS - (1954).

[Ro 6] - E. ROUBINE. - Etudes des ondes électromagnétiques guidées par les circuits en hélice.
Annales des Télécommunications t.7, n° 5, 1952, p.206-216.
t.7, n° 6, 1952, p.262-275.
t.7, n° 7-8, 1952, p.310-324.

[Ro 7] - E. ROUBINE. - Ondes ultra-courtes - fascicule 1. Théorie des guides d'ondes.
Cours E.S.E - PARIS - 1956.

[S.1] - S.I.P. 68 avenue d'Italie - PARIS - 13^{e} .

[Sa 1] - G.J. SAYAG. - Mesure du rapport des activités de ^{235}U et ^{234}U dans l'uranium naturel à l'aide d'une chambre d'ionisation à grille.
C.R. Acad. Sc. t.232, p.2091, juin 1951.

[Sa 2] - G.J. SAYAG. - Spectrographie α par la méthode de la chambre d'ionisation à grille. Application à l'uranium.
Rapport C.E.A n° 161, janvier 1953.

[Sa 3] - G.J. SAYAG. - Compteur Čerenkov à gaz pour électrons (LPCHE, SACLAY) .
J. Phys. et Rad. suppl. au n° 12, tome 21, déc. 1962, p.169 A.

[Sa 4] - G.J. SAYAG. - Mathématiques Appliquées aux Sciences Physiques et Naturelles.
Edit. DOIN - PARIS - 1965.

[Sa 5] - G.J. SAYAG. - Brevet déposé par le C.E.A.sous le n°

[Sa 6] - G.J. SAYAG. - Détermination analytique exacte des quatre caractéristiques d'une ligne.
Rapport C.E.A. - R - 3462, avril 1968.

[Sc 0] - Yu. A. SCHERBAKOV (BP-79-DUBNA-MOSCOU) exposé au D.Ph. P.E. de mai 1967.
Rapport P.13 - 3123 - DUBNA 1967.

[Sc 1] - F. SCHNEIDER and K.H. HÖHNE. - Influence of gas admixtures on the sensitive time of spark chambers.
Nuclear Instruments and Methods 20, 1963, p.152-155.

[Sc 2] - F. SCHNEIDER. - The discharge chamber.
Rapport CERN - PS/754, 6 août 1959.

[Sc 3] - A. SCOTT. - Active and nonlinear wave propagation in electronics.
Ed. WILEY-INTERSCIENCE - NEW-YORK - 1970.

[Se 1] - S. SENSIPER. - Thèse.
M.I.T. mai 1951.

[Se 2] - S. SENSIPER. - Electromagnetic wave propagation on helical structures.
Proc. of the I.R.E février 1955, p. 149-161.

[Se 3] - A. SEPTIER. - Les résonateurs supraconducteurs et leurs applications.
L'Onde Electrique n° 460-461, juillet - août 1965.

[Si 0] - W. SICHAK. - Coaxial line with helical inner conductor.
Proc. of the I.R.E. août 1954, p. 1315-1319.

[Si 1] - K. SIEGBAHN. - α , β and γ ray spectroscopy (volume 1)
North Holland Publishing Company - AMSTERDAM - 1965.

[So 1] - J. SOLE. - L'utilisation des supraconducteurs pour le stockage et la décharge de l'énergie électrique.
Rapport C.E.A. - R-3515 (mai 1968).

[So 2] - J. SOLE. - Stockage d'énergie. Possibilités des supraconducteurs en vue des décharges de grandes puissances.
Rapport C.E.A. - R-3243 (juin 1967).

[So 3] - M. SOUTIF. - Vibrations - propagation - diffusion .
Edit. DUNOD - PARIS - 1970.

[St 0] - R.S. STANTON. - Multiple - network pulsers .
M.I.T. Radiation Laboratory Series, vol. 5, p. 465. 1e Edition
Mc. GRAW-HILL - NEW-YORK - 1948.

[St 1] - L. STARK - Lower modes of a concentric line having a helical inner conductor.
Journal of Applied Physics, vol. 25, n° 9, sept. 1954, p. 1155-1162.

[St 2] - L. L. STEINMETZ. - Laser - Triggered spark gap.
The Review of Scientific Instruments, vol. 39, n° 6, juin 1968.

[St 3] - K. STRAUCH. - Innovations in visual spark chamber techniques.
I.E.E.E. Transactions on nuclear science , août 1965, p. 1.

[T. 1] - TREFIMETAUX, Département des Recherches Métallurgiques, 141 rue Michel Carré - 95 - ARGENTEUIL.

[Ta 1] - S. TANSAL and H. SOBOL. - Wide-Band pulse transformers for matching low impedance loads.
The Review of Scientific Instruments, vol. 34, n° 10, 1963, p. 1075.

[Ti 1] - PING KING TIEN. - Traveling-wave tube helix impedance.
Proc. of the I.R.E. novembre 1953, p. 1617-23.

[V. 1] - VERMETAL, 66 avenue de Paris - 78 - VERSAILLES.

[V. 2] - V.M.D.I. 11 rue de la Villette - PARIS - 19e.

[Va 1] - G. VALLADAS. - Thèse.
Rapport C.E.A. n° 483, 1955.

[Vi 1] - F. VILLA. - The 2 meters SLAC chamber.
Cf. [C 1] p. 7-2.

[Wa 1] - R.A. WALDRON. - Ferrites. Principes et applications aux hyperfréquences.
Edit. DUNOD - PARIS - 1964 .

[Wa 2] - L. WANG, R.C. SMITH, M. WHATLEY and G.T. ZORN. - Characteristics of a wide gap chamber operated in a magnetic field.
Cf. [C. 1] p. 11-1.

[We 1] - E.S. WEIBEL et R. KELLER. - Brevet Suisse, n° 9806/62.

[We 2] - E.S. WEIBEL. - High Power rf Pulse Generator.
The Review of Scientific Instruments, vol. 35, n° 2, 1964, p. 173.

[Wh 1] - H.J. WHITE. - Multiple-switch circuit for voltage multiplication.
M.I.T Radiation Laboratory Series, vol. 5, p. 494, 1e édition,
Mc. GRAW-HILL - NEW-YORK -1948.

[Wi 1] - M.R. WINKLER et H.E. KALLMANN. - Discussion on "high-impédance cable".
Proceedings of the I.R.E. octobre 1947, p. 1097.

[Wo 1] - J. WOOD. - The design of H.F. Baluns for high powers.
Electronic Engineering, mars 1965, p. 164-167.

[Yo 1] - D. YOUNT. - The streamer chamber.
SLAC-PUB-311, juin 1967.

[Yo 2] - D. YOUNT. - The streamer chamber -
Scientific American, vol. 217, n° 4, octobre 1967, p. 38-46.

Manuscrit reçu le 3 novembre 1971

REMARQUES

ⓐ - Il semble intéressant de noter sur ce tableau que, pour les quatre détecteurs à visualisation, l'ordre chronologique de la découverte historique établit également un classement par ordre des temps de sensibilité (t_s) décroissants (ou des sélectivités croissantes). Ce fait paraît bien traduire le progrès de l'électronique, son aptitude à capter des phénomènes de plus en plus fugitifs. En contrepartie, l'abaissement corrélatif du pouvoir de résolution dans l'espace ne saurait surprendre. On peut même prolonger ce classement en plaçant à droite du tableau les deux colonnes de gauche (ordre historique négligé) pour obtenir une baisse progressive de l'information spatiale (du micron au centimètre). On constate alors, parallèlement une décroissance graduelle des temps de résolution jusqu'à la nanoseconde.

ⓑ - Le mot "déclenchable" (dernière ligne du tableau) sous-entend : "sur un évènement sélectionné". Les principes de déclenchement des chambres de Wilson et à bulle étant identiques (mise en mouvement d'organes mécaniques), la possibilité de déclenchement de la première, contrairement à la seconde, s'explique par la différence des flux de particules (et, partant, des fréquences des évènements) auxquels elles sont respectivement exposées (rayons cosmiques ou accélérateur).

BIBLIOGRAPHIE

[1] J. TYNDALL. La lumière - Trad. F. Moigno. Edit. Gauthier-Villars. Paris, 1875. (historique de la fluorescence p. 175 et suivantes).

[2] W. CROOKES. Proceedings of the Royal Society - 71, 405 (1903).

[3] W. REGENER. Verhandl. Deut. Physik. Ges. 19, 78 (1908).
" " Sitzungsber. d. K. Preuss. Akad. XXXVIII, 948 (1909).

[4] GEIGER et MARSDEN. Phil. Mag. XXV, 604 (1913).

[5] H. KALLMANN. Natur. und Technik (Juillet 1947).
cf. aussi [Ha 1] p. 194 et [Si 1] p. 245.

[6] P. A. ČERENKOV. Comptes Rendus Acad. Sc. U.S.S.R. 8, 451 (1934).

[7] H. BECQUEREL. Comptes Rendus de l'Académie des Sciences, 122, 420 (1896).

[8] M. REINGANUM. Physik. Z. 12, 1076 (1911).

[9] C. T. R. WILSON. Proc. Camb. Phil. Soc. IX, 333 (1897).

[10] J. S. TOWNSEND. " " " " IX, 244 (1897).

[11] C. T. R. WILSON. Proc. Roy. Soc. A, 85, 285 (1911).

[12] A. LANGSDORF. Phys. Rev. 49, 422 (1936).

[13] D. A. GLASER. Phys. Rev. 87, 665 (1952).

[14] P. G. HENNING. Thèse (Hambourg 1955) ; Atomkernenergie, 2, 81 (1957).

[15] G. CHARPAK. Journal de Physique 18, n° 8-9, p. 539, 17 Juillet 1957.

[16] T. E. CRANSHAW. et J. F. DE BEER. Nuovo Cimento 5, 1107 (1957).

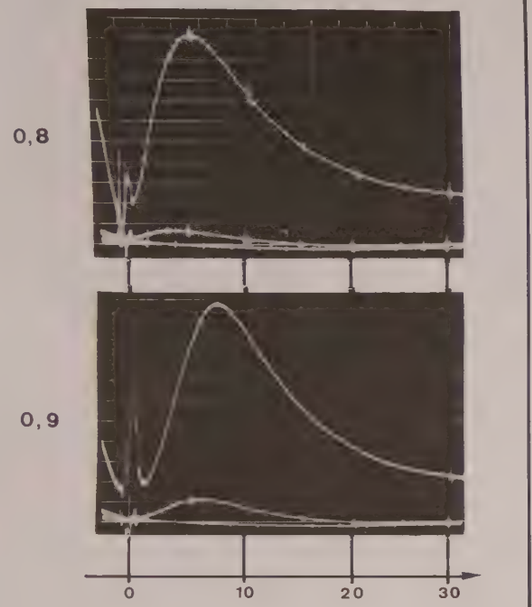
[17] L. W. JONES. et M. L. PERL. International Conférence on High-Energy Accélérators and Instrumentation, CERN, 1959.
O. GILDMEISTER and R. GIESE. Status report on a luminescent chamber. Nuclear Instruments and Methods, 20, 233 (1963).

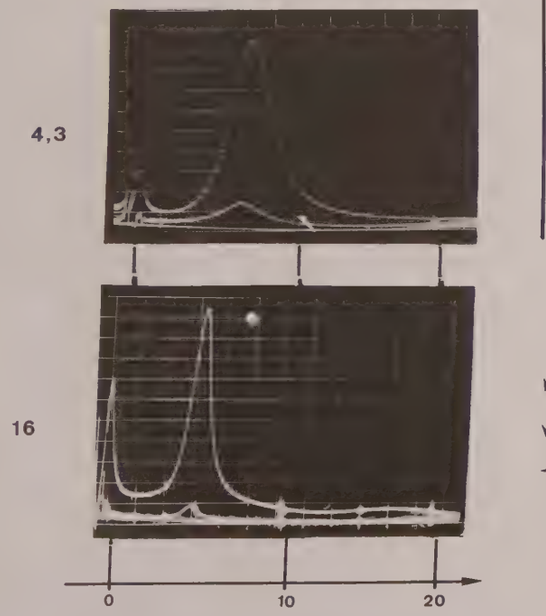
DETECTEURS de rayonnement A LUMIERE

		SCINTILLATION	CERENKOV	EMULSION	WILSON	BULLES	ETINCELLES	CHAMBRE A SCINTILLATION
HISTORIQUE	nuage	fluorescence G. STOKES. 1852 cf. *Tyndall* [1]		H. BECQUEREL 1896 [7]	C.T.R. WILSON 1897 [9] *J.S. TOWNSEND.* [10]			OU A LUMINESCENCE : *dérivée des colonnes 1 et 6.* *cf. 1ère colonne* L.W. JONES et M.L. PERL (C.E.R.N. 1959) [17]
	particule individuelle	*VISUEL :* spintharioscope de W. CROOKES. 1903 [2] *REGENER. 1908.* [3] GEIGER et MARSDEN [4] *ELECTRONIQUE :* NOMBREUX. 1947. [5]	P.A. ČERENKOV 1934 [6] et S.I. VAVILOV. FRANK et TAMM. 1937.	M. REINGANUM 1911 [8]	C.T.R. WILSON 1911 [11] *Chambre à diffusion :* A. LANGSDORF. 1936. [12]	D.A. GLASER 1952 [13]	P.G. HENNING 1955-7 [14] G. CHARPAK. 1957. [15] CRANSHAW et DE BEER 1957. [16]	
traces		*NON VISUALISABLES*		*VISUALISABLES*				*visualisables*
source		*AUTO-LUMINEUX*		*SOURCE DE LUMIERE AUXILIAIRE*			*AUTO-LUMINEUX*	*auto-lumineux*
LES 3 ORGANES DU DETECTEUR	1° milieu de détection	*cristaux* NaI (Tl) *plastiques organiques*	*transparent quelconque*	*grains d'halogénure d'argent (gélatine)*	*air ou H_2 + vapeur (H_2O ou alcool)*	*H_2, éther, SO_2, hydrocarbures, etc...*	*gaz rares (He, Ne) (+ additifs).*	*CRISTAUX de* Cs I (Tl)
	mémoire : t_s	5 à 10 ns	ns	années	0,1 s	ms	µs	µs
	2° excitation	*photo-multiplicateur*		*hydroquinone*	*détente*		*haute tension*	*amplificateur de lumière*
	t_e	∞ *(excitation permanente)*		mn	10 ms		ns à µs	ms à µs
	3° enregistrement	*amplificateur - coïncidence - sélecteur*		*microscope*	*photographique*		*(sauf si digitalisée)*	*photographique*
	temps mort	5 à 10 ns		h ou mn	10 s	s *(exceptionnel : 0,1s)*	20 à 300 ms *(0,1 ms si digitalisée)*	> 20 ms
	t_r	» »		∞	10 s	s	ms	ms
résolution spatiale	X Y	cm	degré *autour de l'axe*	µ	mm	0,1 mm	mm	mm
	Z	?		µ	mm	0,1 mm	cm *parallèl. à* $\vec{E}$	?
déclenchable		non	non	non	oui	non	oui	oui

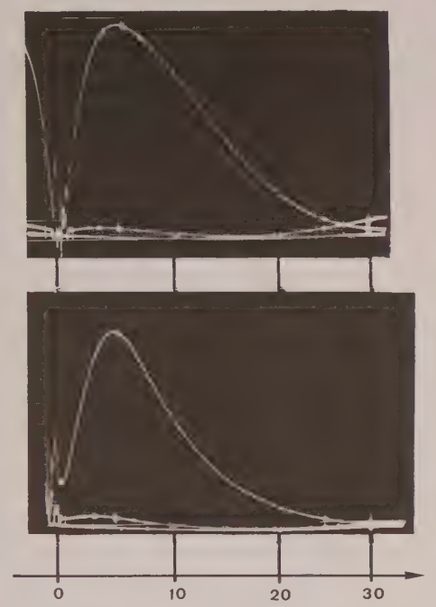
Tableau I — Planche I

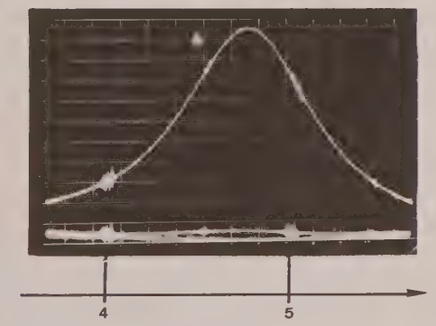
Tableau comparatif des détecteurs de rayonnement fondés sur l'illumination (spontanée ou provoquée) de la trace et désignés sous le nom de : détecteurs "à lumière". Les trois organes essentiels, en lesquels chacun d'eux peut se décomposer, sont associés (flèches) aux durées des principales phases de fonctionnement qu'ils déterminent, soit séparément (t_s , t_e) , soit dans leur ensemble (t_m , t_r) . Les deux autres grandeurs temporelles : t_d et t_R (définies au ch. II, 1. A.) , étant reliées aux précédentes ($t_d \leq t_s$ et $t_R \geq t_r$) n'y figurent pas. Les ordres de grandeur indiqués sous entendent un coefficient numérique de quelques unités. La page ci-contre contient, à la suite de quelques remarques relatives au tableau, une bibliographie spéciale à l'historique de ces détecteurs.



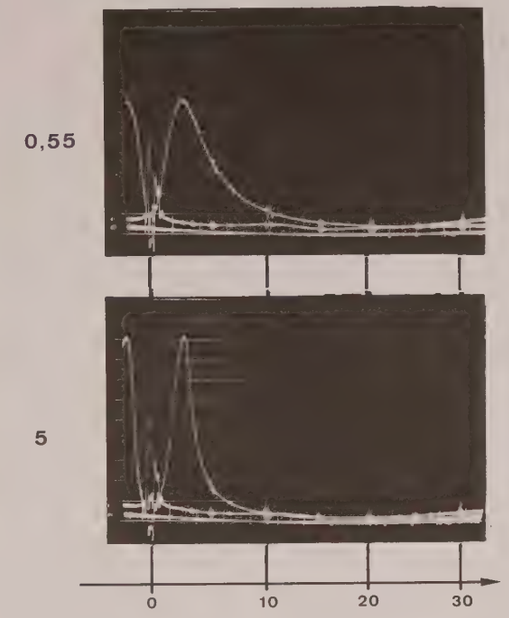


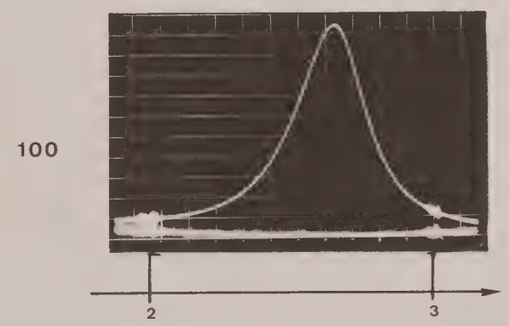
3 ou 4 SPIRES





5 SPIRES



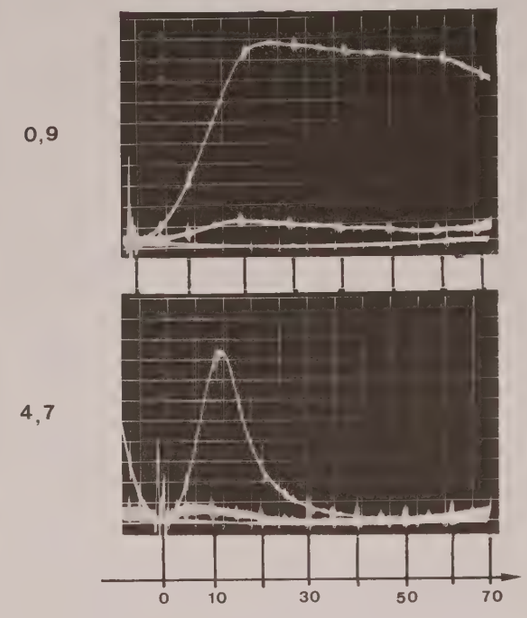


10 SPIRES

GROS NOYAU DE FERNILITE 1102 ($\approx 1300\ cm^3$)

Planche II : Variation approximative de la bande passante du transformateur en fonction du nombre de spires du secondaire (primaire : 1 spire cylindrique), de la charge et du volume du noyau. Mesures effectuées au Wobuloscope.

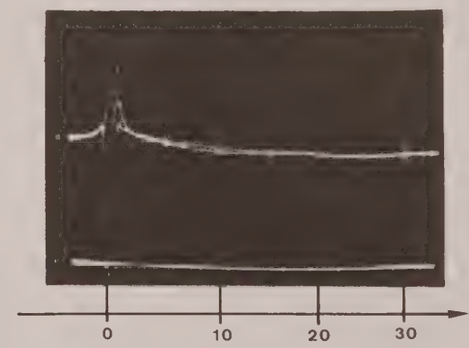
Le nombre placé à gauche de chaque photographie indique l'impédance de charge du secondaire en k Ω, les nombres portés en abscisses, la fréquence en MHz.



10 SPIRES

PETIT TORE DE FERNILITE 1102

($\approx 100\ cm^3$)



Etalonnage des deux sondes

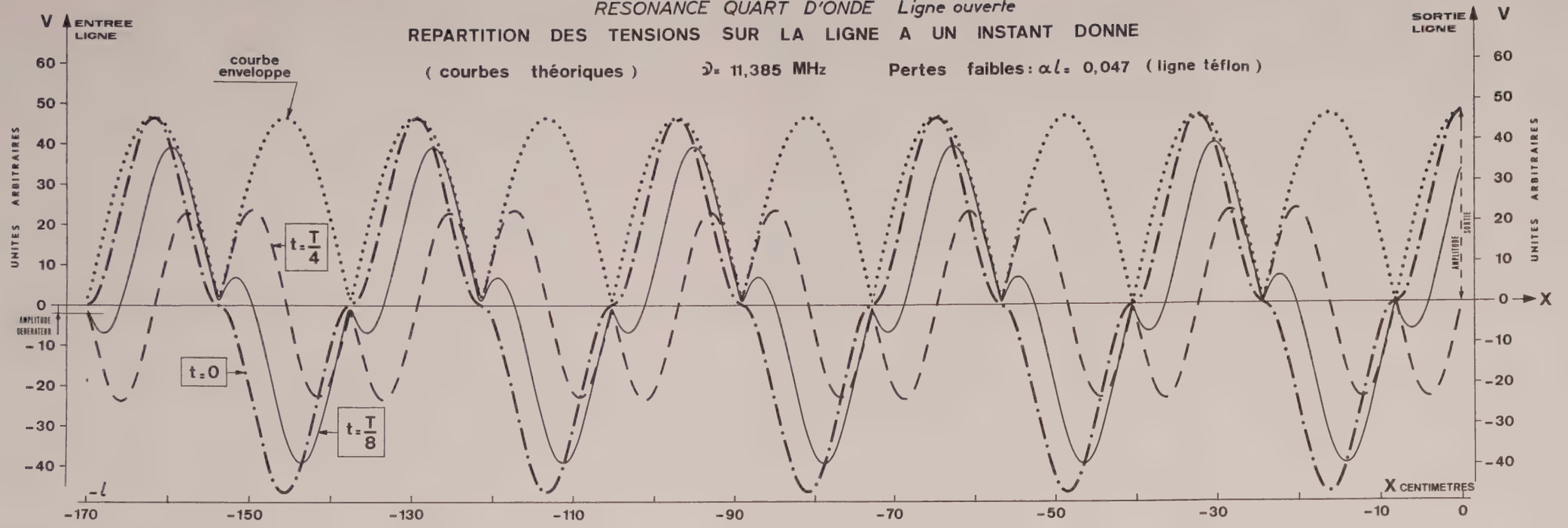
(primaire et secondaire)

PLANCHE II

RESONANCE QUART D'ONDE *Ligne ouverte*

REPARTITION DES TENSIONS SUR LA LIGNE A UN INSTANT DONNE

(courbes théoriques) $\mathcal{D}$ = 11,385 MHz Pertes faibles : αl = 0,047 (ligne téflon)



REPARTITION DES TENSIONS SUR LA LIGNE A UN INSTANT DONNE

(courbes théoriques) $\mathcal{D}$ = 11,385 MHz Pertes élevées : αl = 0,4 (ligne hypothétique)

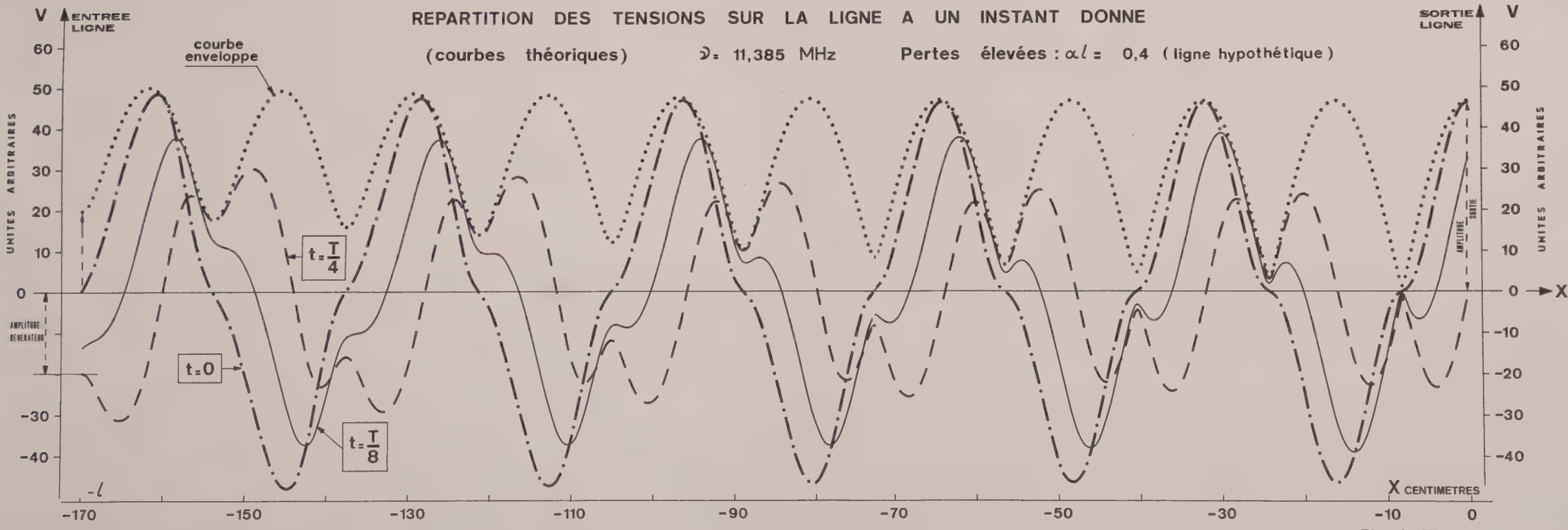


Planche III.

CAPACITE D'ENTREE EN FONCTION DE LA FREQUENCE.

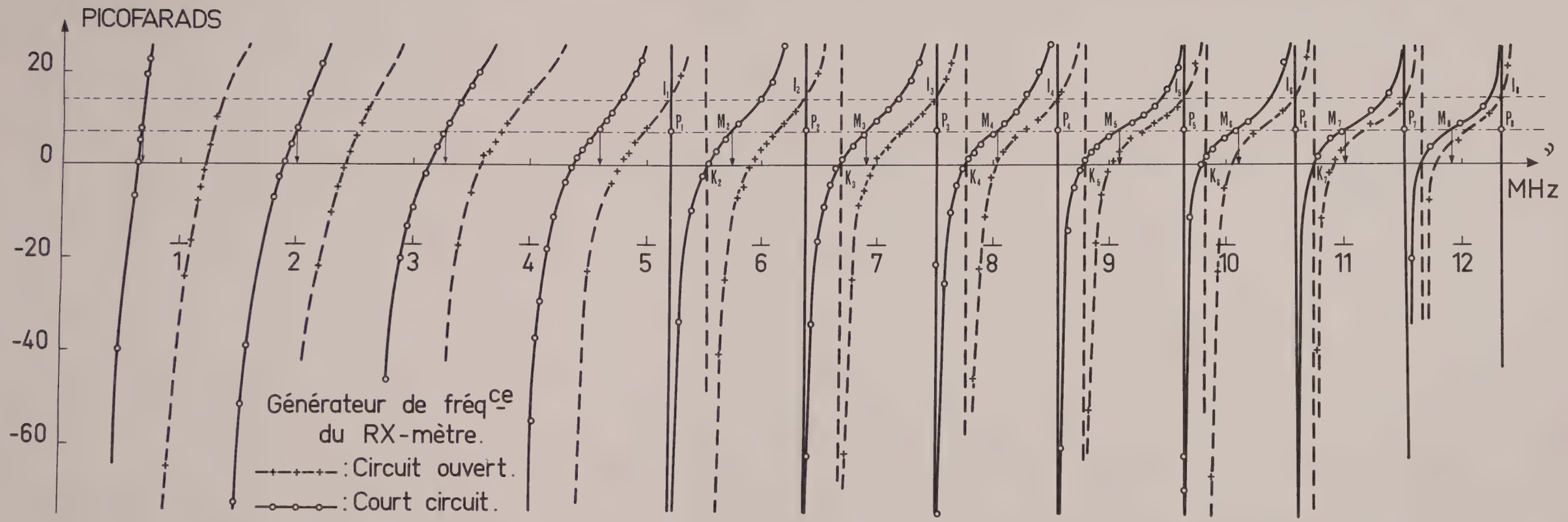


PLANCHE IV.

CAPACITE D'ENTREE
pF.

80
70
60
50
40
30
20
10
0
-10
-20
-30
-40
-50
-60
-70
-80

7
8
9
10
11
12
13
14
15
16
17
18
19

MEGAHERTZ

SPECTRE DE FREQUENCE EXPERIMENTAL DE LA LIGNE EN TEFLON
(Composante imaginaire : Capacité parallèle d'entrée : C_p en fonction de la fréquence ν).

Générateur de fréquence : Synthétiseur.

Pont de mesure : RX - mètre BOONTON.

———•———•——— : Mesures en court-circuit.

– – •– – •– – •– – : Mesures en circuit ouvert.

Planche V.

SPECTRE DE FREQUENCE EXPERIMENTAL DE LA LIGNE EN TEFLON

(Composante réelle : Résistance parallèle d'entrée : R_p en fonction de la fréquence : ν)

Générateur de fréquence : Synthétiseur

Pont de mesure : RX - mètre BOONTON

——o——o——o—— : Mesures en court - circuit .

- - - - - - - - - : Mesures en circuit ouvert

(d'après un tracé machine non lissé).

Ordonnées logarithmiques

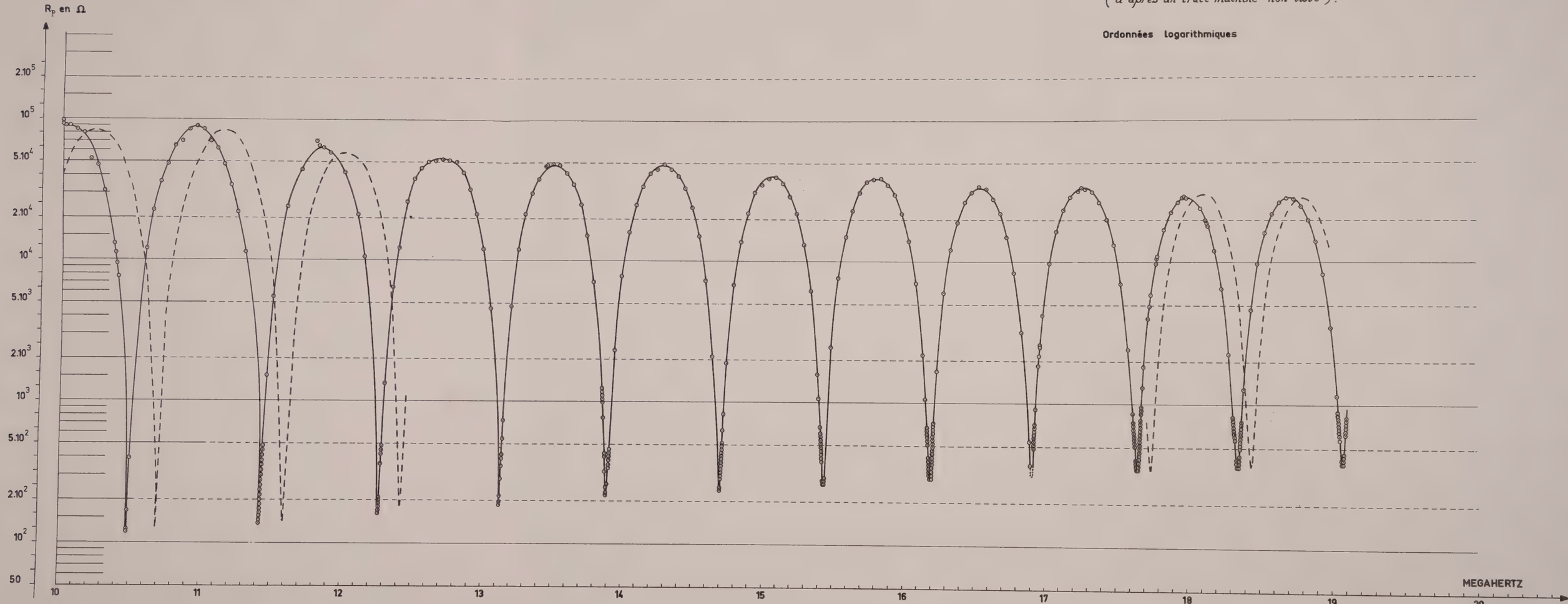
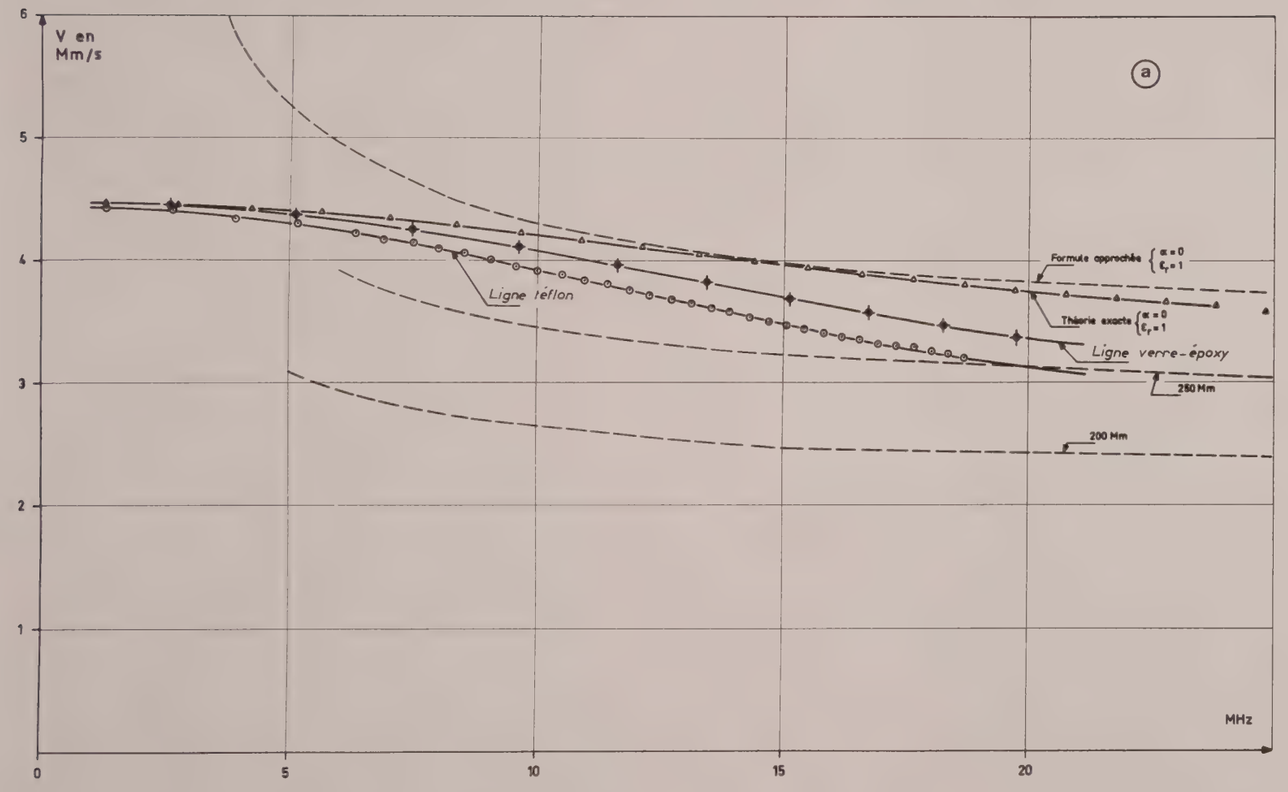


Planche VI.

VARIATION DE LA VITESSE DE PHASE

EN FONCTION DE LA FREQUENCE



VARIATION DE L'IMPEDANCE CARACTERISTIQUE

EN FONCTION DE LA FREQUENCE

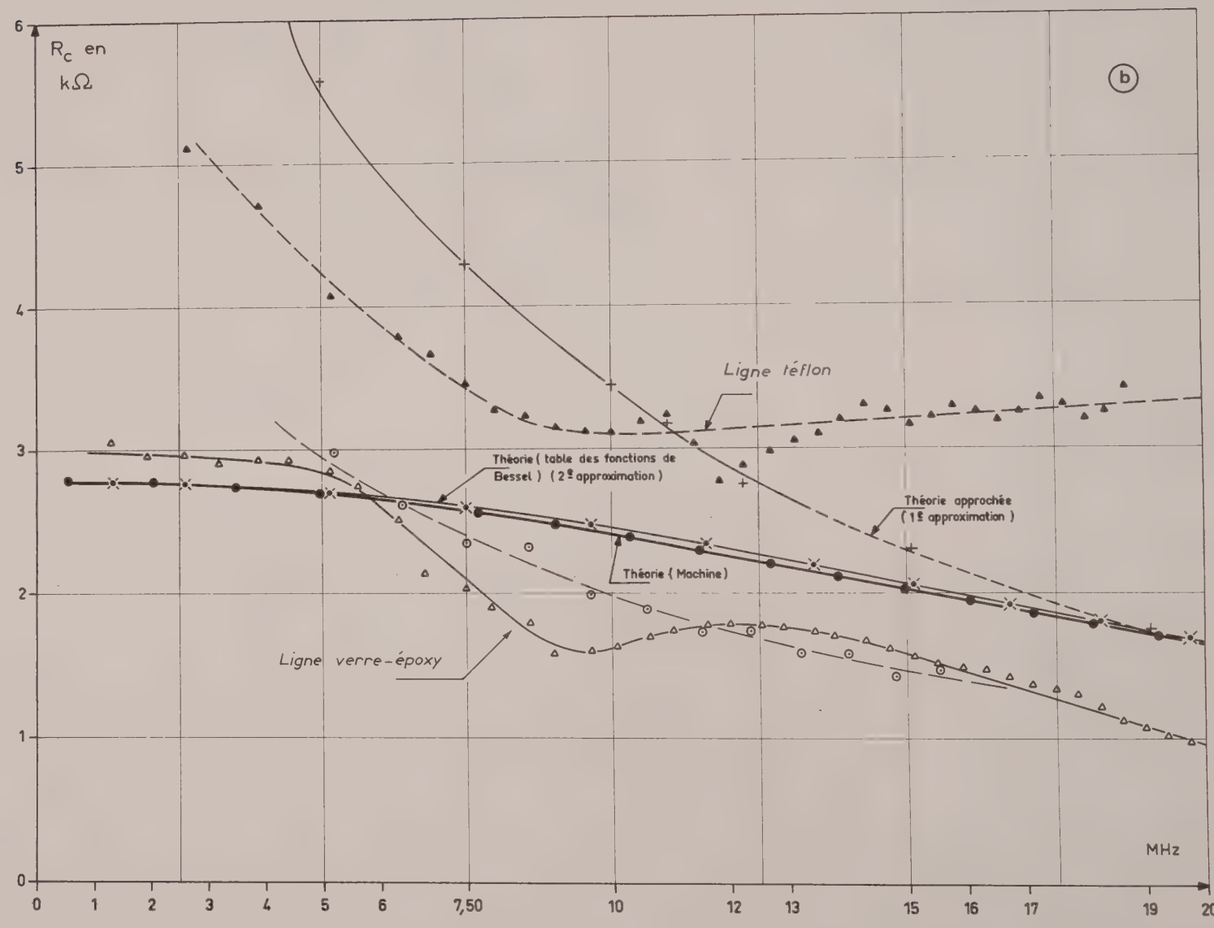
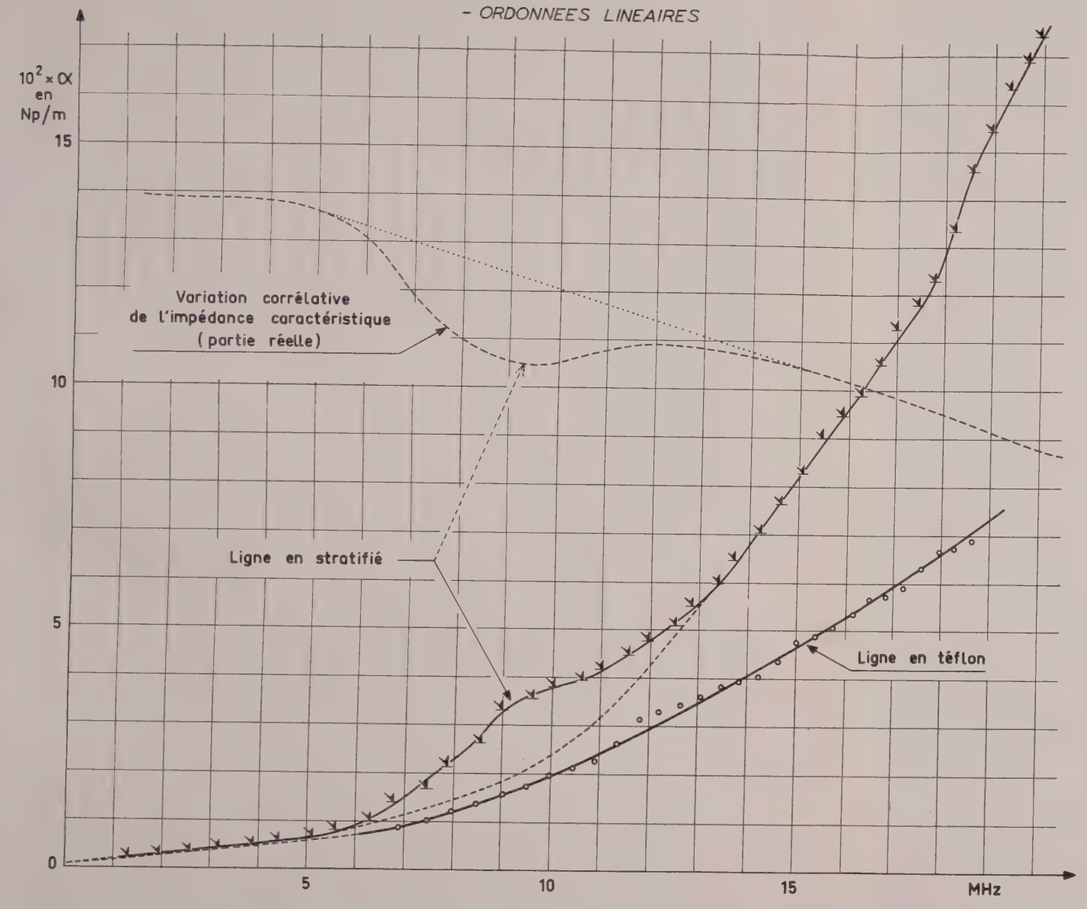


Planche VII.

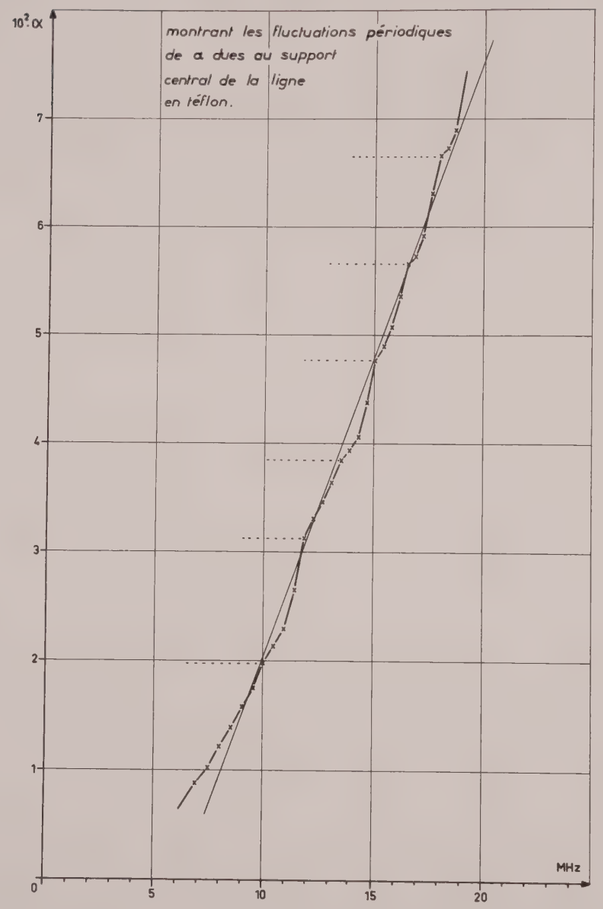
VARIATION DU COEFFICIENT D'ATTENUATION

EN FONCTION DE LA FREQUENCE

(a)



(b)



(c)

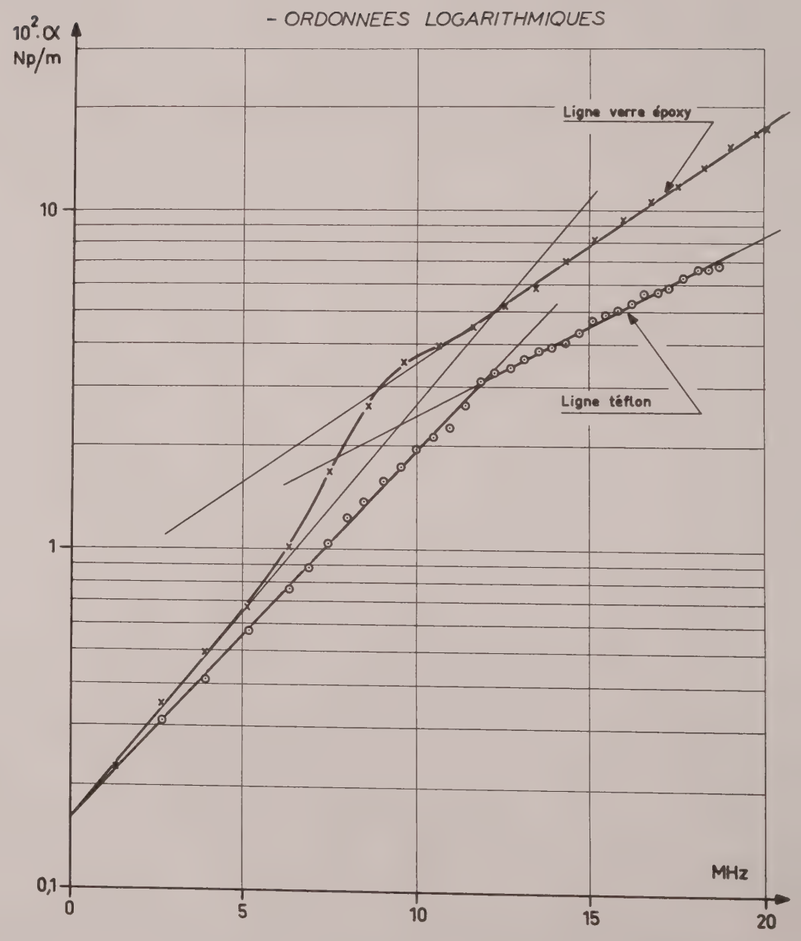
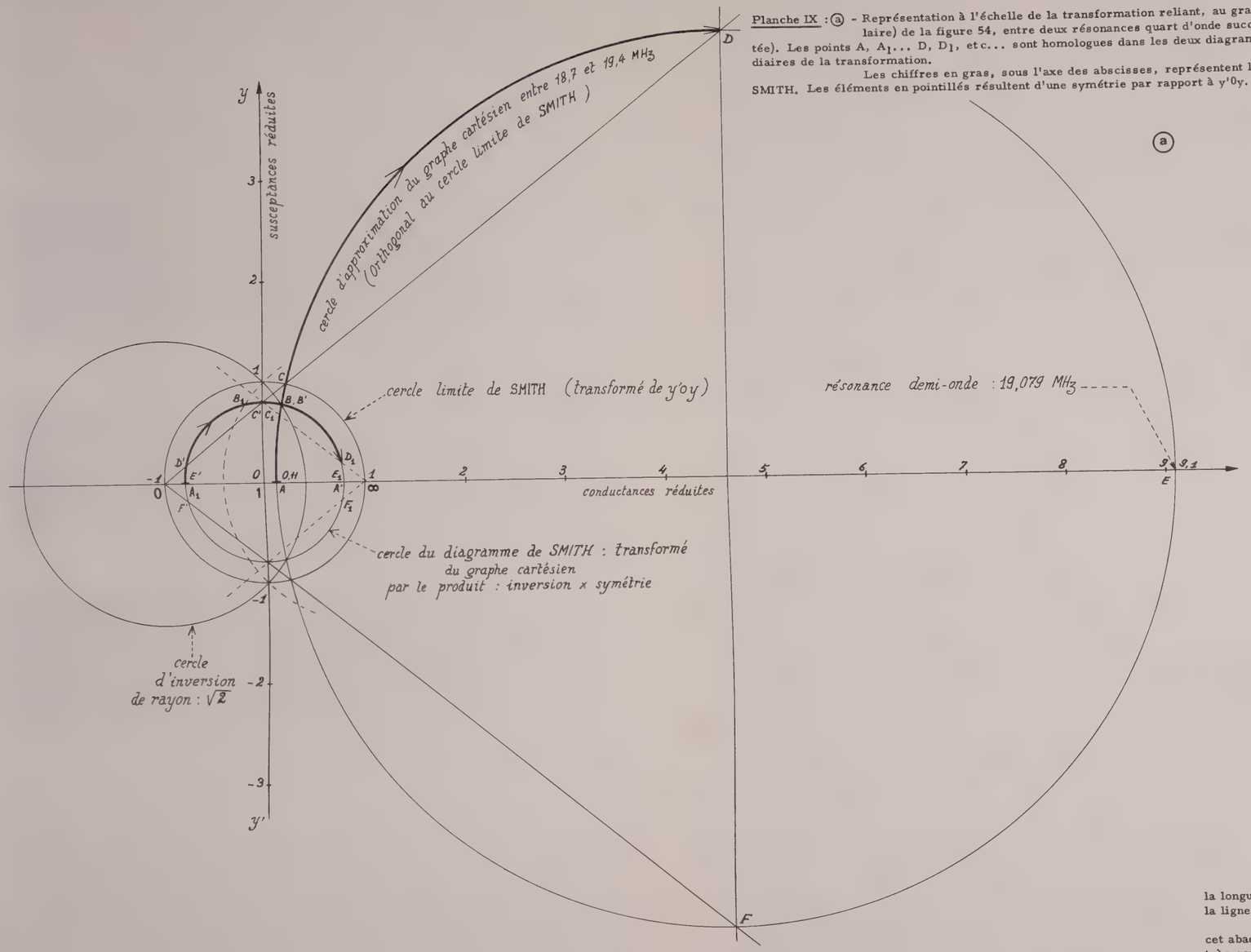


Planche VIII.

Planche IX : ⓐ - Représentation à l'échelle de la transformation reliant, au graphe de SMITH, le graphe cartésien (supposé circulaire) de la figure 54, entre deux résonances quart d'onde successives autour de 19 MHz (ligne téflon court-circuitée). Les points A, A_1... D, D_1, etc... sont homologues dans les deux diagrammes. Les points A',...D', etc... sont des intermédiaires de la transformation.

Les chiffres en gras, sous l'axe des abscisses, représentent les valeurs dela conductance réduite dans l'abaque de SMITH. Les éléments en pointillés résultent d'une symétrie par rapport à y'0y.



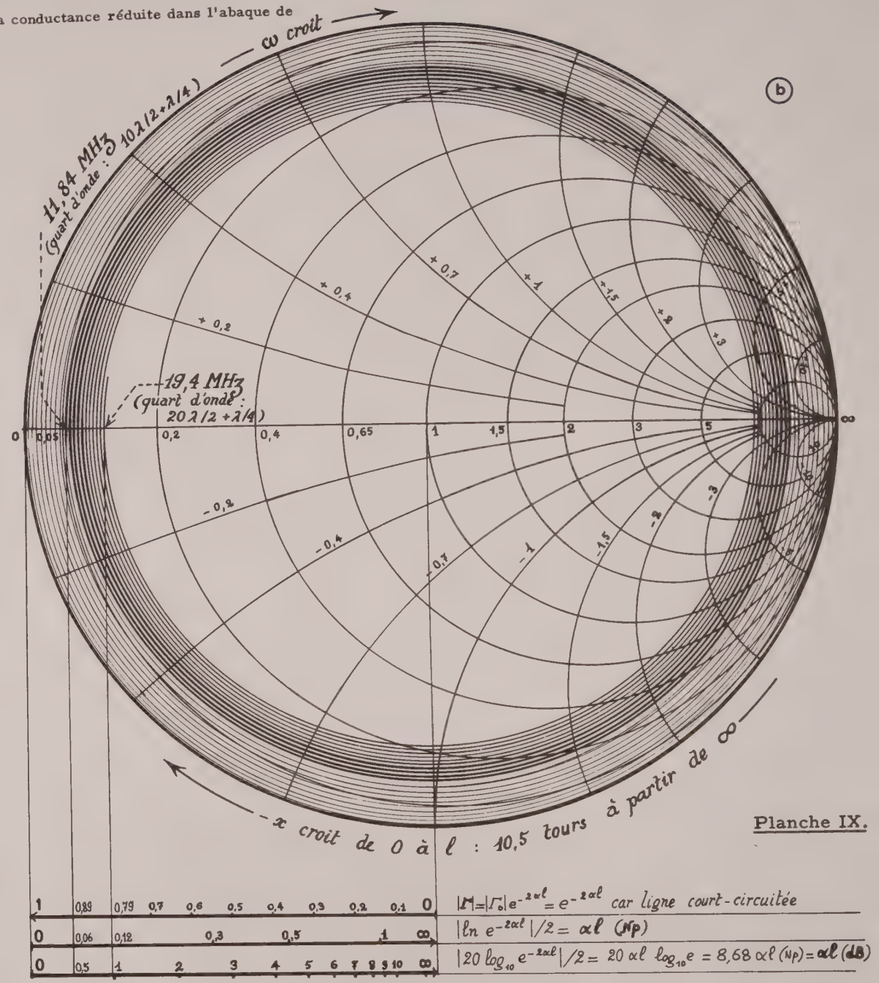


Planche IX.

ⓑ - En trait fort : spirale représentative des résultats de la figure 54.

- En trait fin : spirale représentative de l'admittance d'entrée, à 11,84 MHz d'une ligne téflon court-circuitée dont la longueur varierait de zéro à sa valeur actuelle. Le nombre de tours accomplis indique le nombre de demi-périodes stockées dans la ligne, à ce mode de résonance.

On peut suivre sur les échelles du bas les variations du module du coefficient de réflexion Γ. Le gros intérêt de cet abaque est de pouvoir y travailler avec un compas centré en (1) ($|\Gamma|$ = Cte), dans le cas des lignes à très faibles pertes (ou très courtes).

EXTRACTION DE L'ENERGIE D'UNE LIGNE RESONNANTE

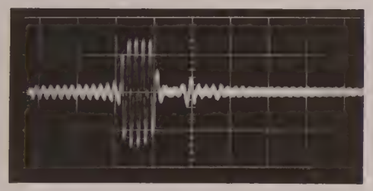
EN FONCTION DE L'IMPEDANCE DE CHARGE : Z_o ET DE LA FREQUENCE : ν

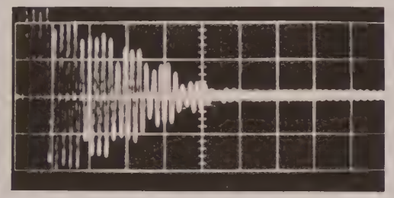
LIGNE EN STRATIFIE VERRE - EPOXY DANS L'AIR

5,411 94 MHz

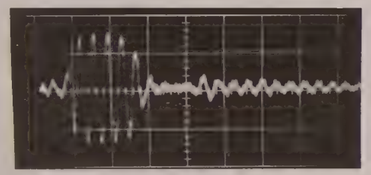
$Z_o = Z_c \approx 3\ k\Omega$ | $Z_o \neq Z_c$ (≈ 15 pF en parallèle sur Z_c)

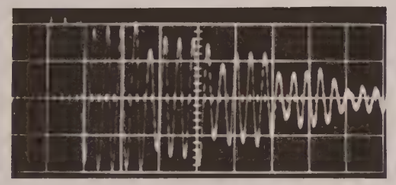
1 µs/div. →



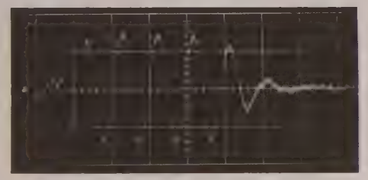


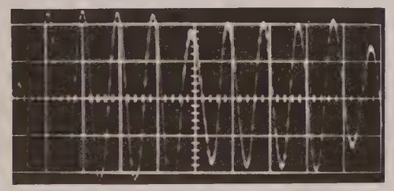
0,5 µs/div. →





0,2 µs/div. →





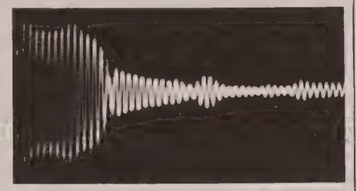
5 kV/div. | 2 kV/div.

(Alimentation haute tension réduite : 2 kV)

10,326 1 MHz

$Z_o = Z_c$ mais léger couplage parasite

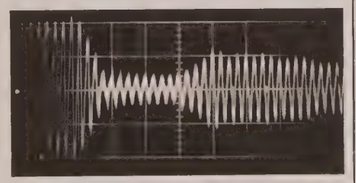
0,5 µs/div. →



L'importance des capacités parasites croît avec la fréquence.

La vitesse de phase diminuant lorsque la fréquence augmente (cf. planche VII.a.), la durée de l'impulsion s'élève en même temps.

0,4 µs/div. →



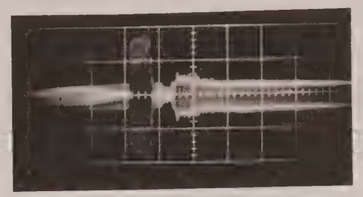
$R_o < R_c$

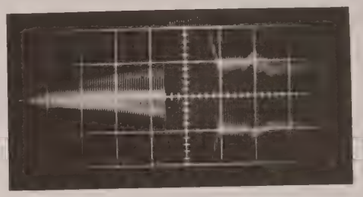
(ligne immergée)

15,276 MHz

$R_o < R_c$ ($\approx 1\ k\Omega$) | $R_o > R_c$ (≈ 5 à $7\ k\Omega$)

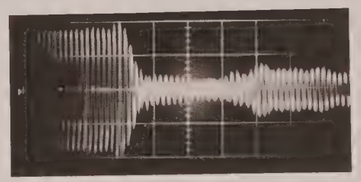
2 µs/div. →

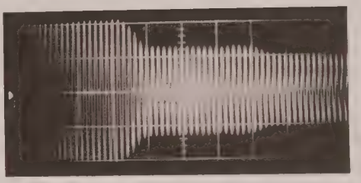




← 1 µs/div

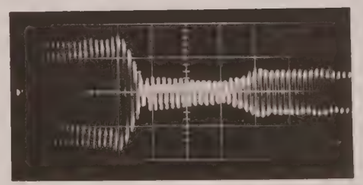
0,4 µs/div. →

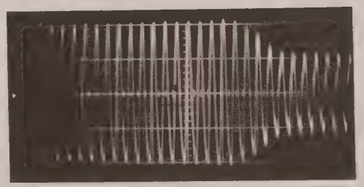




← 0,4 µs/div.

0,4 µs/div. →





← 0,2 µs/div.

léger couplage parasite (2 kV/div.)

La distance entre l'aiguille et la coupelle de l'éclateur modifie :

- *la fréquence d'accord (dans l'intervalle : 5,412 MHz ± 5 kHz)*
- *la tension crête de l'impulsion, qui peut atteindre 15 à 20 kV pour une distance inter-électrodes d'éclateur de 35 à 40 mm.*

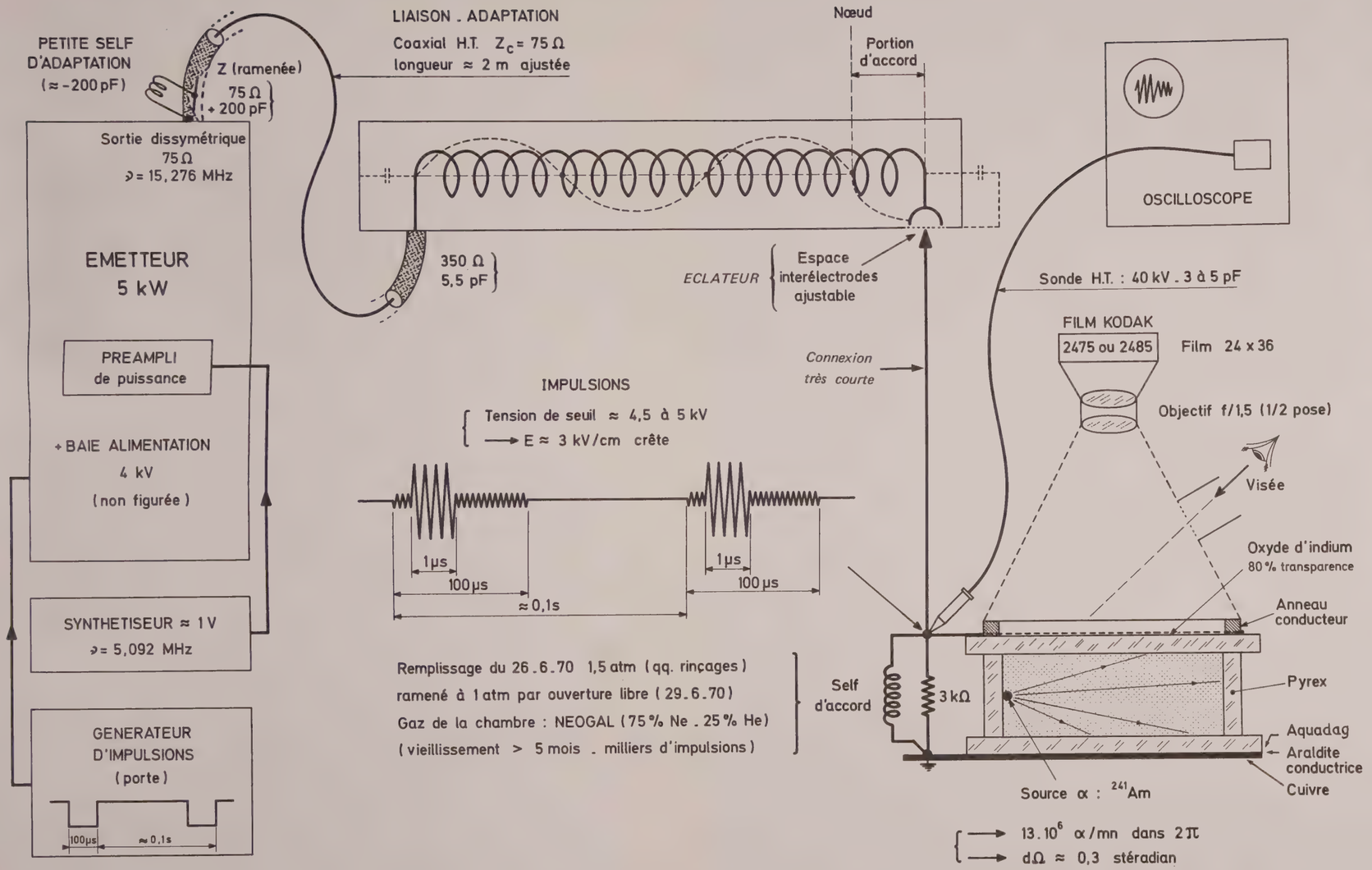
Au-delà de cette valeur, le claquage apparaît à l'intérieur de la ligne (cf. Ch. V, 1. A.).

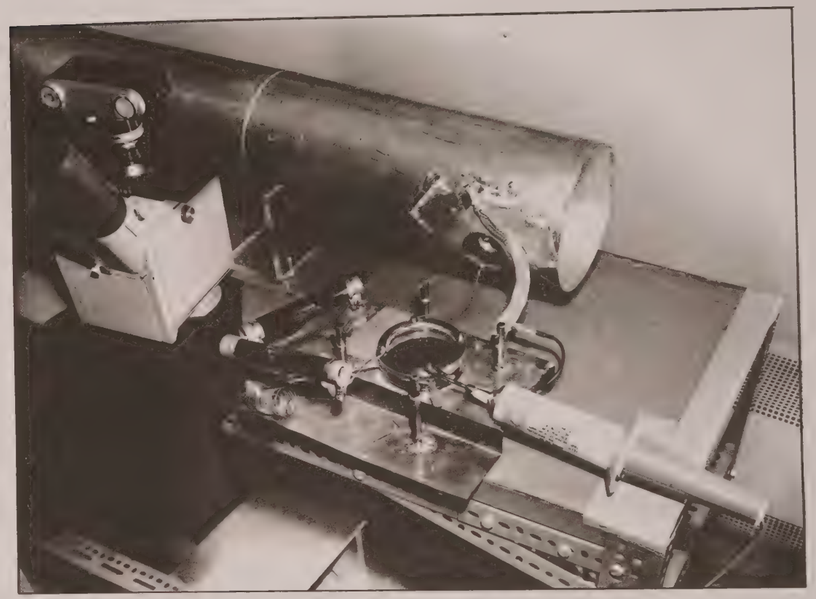
Les deux colonnes à ≈ 5 MHz correspondent au même signal plus ou moins dilaté. Dans les deux autres colonnes à ≈ 15 MHz, les conditions peuvent varier légèrement.

Les performances de la ligne en téflon, dans les mêmes conditions, sont supérieures.

SCHEMA GENERAL DE L'INSTALLATION

Les valeurs indiquées correspondent à une expérience à ≈ 15 MHz

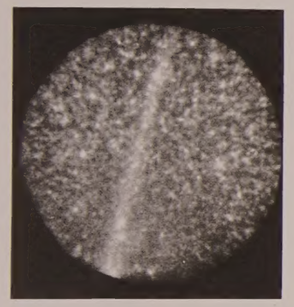


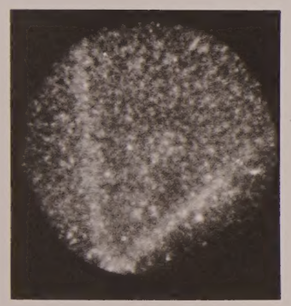


REVELATION DES TRACES DE RAYONS α DANS LA CHAMBRE A RADIOFREQUENCES *(échelle : 2/3)*

Champ supérieur au seuil : 6 kV/cm (crête)

5,4 MHz - Film, développement et tirage normaux





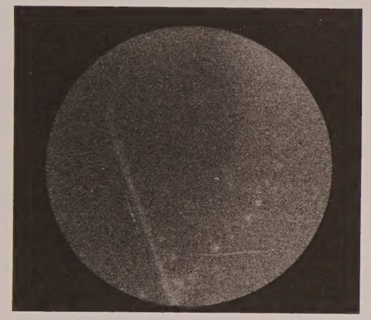
Bruit de fond

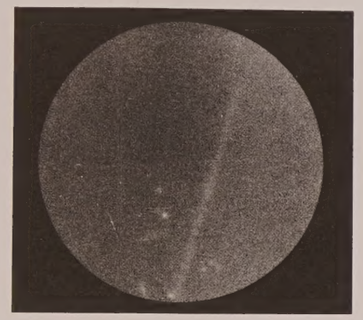
Elimination du bruit de fond malgré l'absence de champ de balayage

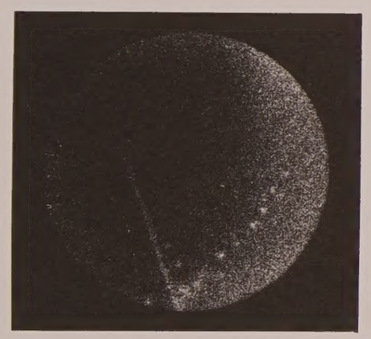
Champ égal au seuil : 3 kV/cm (crête) - Film de grande sensibilité, développement poussé (équivalence à 16 000 ASA)

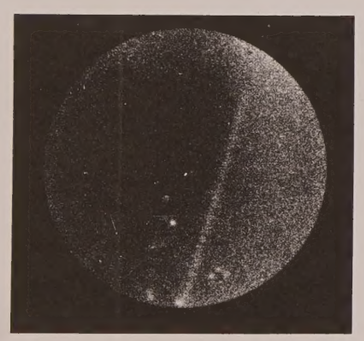
≈ 10 MHz - Première ligne : Tirages directs (papier "lumière" n° 4)

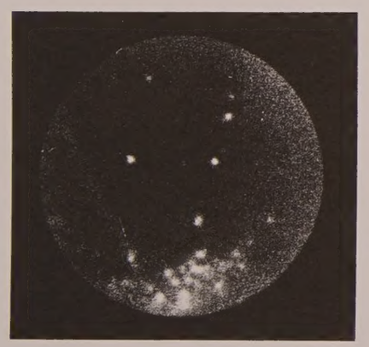
2e et 3e lignes : Dureté accrue au tirage (contretypes)

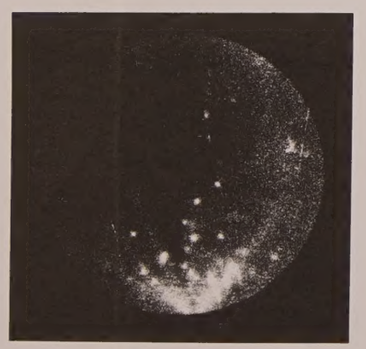




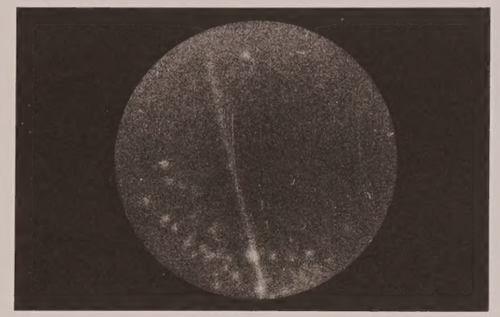


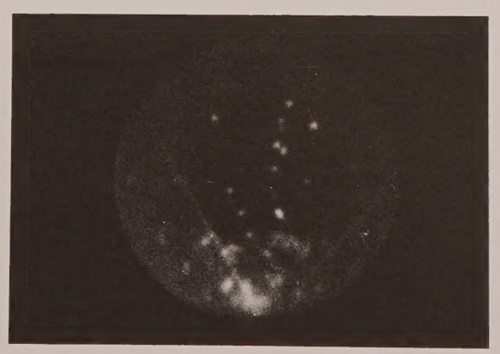




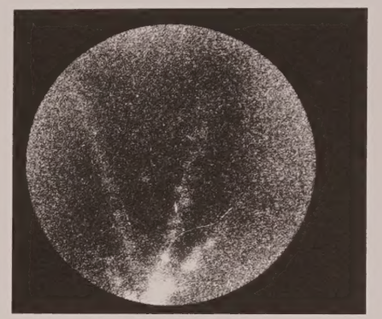


≈ 15 MHz - Tirages directs (papier "lumière" n° 4)





Traces anciennes très diffuses et superposées



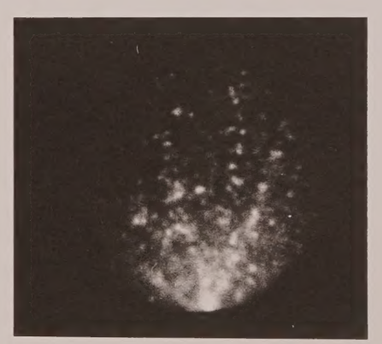
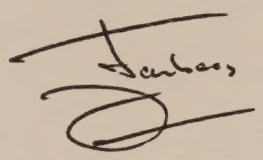


Planche XII.

Vu et approuvé
Orsay, le 5 juillet 1971
Le Vice Président du Centre d'Orsay